

SÉRIE A, N° 4066

N° D'ORDRE : 4917

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Madeleine **DELONCLE**

**1^{re} THÈSE. — « Étude photoélectrique des aérosols
volatils »**

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 24 avril 1963 devant la Commission d'examen.

MM. ARNULF
BRICARD
AMAT

Président

} *Examineurs.*

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres

PARIS (15^e)

1963

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Nom du Candidat : DELONCLE

Prénom : Madeleine

Date de la soutenance : 24 avril 1963

Numéro d'ordre : Série A, 4066, N° 4917.

1

DELONCLE (Madeleine). —

Étude photoélectrique des aérosols volatils. — *Paris*, Éditions de la Revue d'Optique, 1963, 40 p., 25 fig.

Th. Sc. Phys. Paris. 1963. Sér. A, 4066, N° 4917.

2

DELONCLE (Madeleine). —

Étude photoélectrique des aérosols volatils. — *Paris*, Éditions de la Revue d'Optique, 1963, 40 p., 25 fig.

Th. Sc. Phys. Paris. 1963. Sér. A, 4066, N° 4917.

3

DELONCLE (Madeleine). —

Étude photoélectrique des aérosols volatils. — *Paris*, Éditions de la Revue d'Optique, 1963, 40 p., 25 fig.

Th. Sc. Phys. Paris. 1963. Sér. A, 4066, N° 4917.

4

DELONCLE (Madeleine). —

Étude photoélectrique des aérosols volatils. — *Paris*, Éditions de la Revue d'Optique, 1963, 40 p., 25 fig.

Th. Sc. Phys. Paris. 1963. Sér. A, 4066, N° 4917.

SÉRIE A, N° 4066
N° D'ORDRE : 4917

THÈSES

PRÉSENTÉES

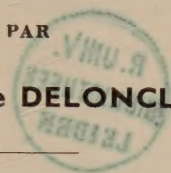
A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Madeleine **DELONCLE**



**1^{re} THÈSE. — « Étude photoélectrique des aérosols
volatils »**

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 24 avril 1963 devant la Commission d'examen.

MM. ARNULF
BRICARD
AMAT

Président

} *Examineurs.*

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

3 et 5, boulevard Pasteur — 165, rue de Sèvres

PARIS (15^e)

1963



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen M. ZAMANSKY

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appl.
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
TEISSIER	T	Zoologie.	CHADEFAUD	T	Botanique.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	SALEM	T	Mathématiques générales.
MONNIER	T	Physiologie générale.	LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
PIVETEAU	T	Paléontologie.	DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
ROCARD	T	Physique (E. N. S.).	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
CARTAN	T	Mathématiques (E. N. S.).	FRANÇON	T	Physique (S. P. C. N.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.	GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	GODEMENT	T	Mathématiques (M. P. C.).
COULOMB	T	Physique du Globe.	PISOT	T	Techniques mathém. de la Physique.
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).	ROCH	T	Géologie.
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	SCHATZMAN	T	Astrophysique.
DRACH	T	Zoologie.	TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
KASTLER	T	Physique (E. N. S.).	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
EPHRUSSI	T	Génétique.	LENNUIER	T	Physique (M. G. P.).
RIVIÈRE	T	Géologie (S. P. C. N.) et sédim.	RIZET	T	Génétique.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P. C. B.).	ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
LUCAS R.	T	Recherches physiques.	M ^{te} TONNELAT	T	Physique théorique.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.	DIXMIER	T	Mathématiques (M. P. C.).
ARNULF	T	Optique appliquée.	SOUCHAY	T	Chimie générale.
MORAND	T	Physique Enseignement.	AIGRAIN	T	Electrotechnique générale.
SOLLEILLET	T	Physique (P. C. B.).	BRUSSET	T	Chimie systématique.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
DANJON	T	Astronomie.	M ^{me} CHAIX	T	Chimie biologique.
PETIT	T	Médecine maritime.	M ^{me} HUREL-PY	T	Biologie végétale (P. C. B.).
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	PIAUX	T	Chimie (M. P. C.).
GALLIEN	T	Embryologie.	BRUN	T	Mécanique théorique des Fluides.
EICHORN	T	Botanique.	LEDERER	T	Chimie biologique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	M ^{me} DUBREIL	T	Mathém. (Agrégation).
M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie Physique.	M ^{me} LE LONG	T	Mathématiques II. (E.N.S.).
THELLIER	T	Physique du Globe.	BELLAI	T	Géologie (S. P. C. N.).
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).	COTTE	T	Physique électricité.
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).	DUBOIS J. E.	T	Chimie organique.
PONCIN	T	Mécanique générale.	LAMOTTE	T	Zoologie (E. N. S.).
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.	MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay).
QUELET	T	Chimie organique.	OLMER	T	Energetique générale.
CAIGNARD	T	Géophysique appliquée.	ROUAULT	T	Electricité (Orsay).
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.	BARCIEWITZ	T	Chimie Physique.
JUNG	T	Pétrographie.	BROSSEL	T	Physique atomique.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.	BUSER	T	Physiologie comparée.
WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.	CAMUS	T	Physiol. vég. (B.M.P.V.).
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).	CASTANG	T	Physique II. Thermod. (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.	CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
DESTOUCHES	T	Théories physiques.	MOYSE	T	Physiologie vég. (Orsay).
AMIEL	T	Chimie générale.	NOIROT	T	Evolution des Etres Org.
HOCART	T	Minéralogie et Cristallogr.	PANNETIER	T	Chimie générale.
MATHIEU J.-P.	T	Physique (Optique).	POSSOMPES	T	Zoologie.
COUTEAUX	T	Biologie animale (P. C. B.).	PULLMANN	T	Chimie quantique.
MAY	T	Zoologie (Orsay).	TEILLAC	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie.	TONNELAT	T	Biologie physico-chimique.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.	VILLE	T	Econometrie.
GUINIER	T	Physique des Solides (Ors.).	WILLEMART	T	Chimie (P. C. B.).
JOST	T	Physiologie comparée.	DODÉ	T	Chimie (Orsay).
FORTET	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	FREYMANN	T	Recherches physiques.
SCHARTZ	T	Calcul diff. et intégral.	GUINOCHE	T	Biol. vég. (S.P.C.N.) (Orsay).
CHOUARD	T	Physiologie végétale.	ROLLET	T	Chimie minérale.
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.).	M ^{lle} JOSIEN	T	Chimie (S. P. C. N.).
BRELOT	T	Calcul diff. et intégral.	CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
NORMANT	T	Chimie organique.	ARNOULT	T	Electronique (Orsay).
BÉNARD	T	Chimie minérale.	CHAPELLE	T	Physique (Orsay).
BUYAT	T	Botanique (E. N. S.).	DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).
			DENY	T	Mathématiques gén. (Orsay).

GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.	LWOFF	T	Microbiologie.
LUCAS G.	T	Géologie.	SIESTRUNCK	T	Mécan. Phys. et expérim.
ALLARD	T	Chimie Physique.	LACOMBE	T	Métallurg. des métaux nuc.
BERTHELOT	T	Physique des particules fond.	BROCHARD	T	Physique (P.C.B.). (Orsay).
BRICARD	T	Météorologie et Physique de l'Atmosphère.	CABANNES	T	Mécanique générale.
M ^{me} ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie.	LESIEUR	T	Mathématiques (Orsay).
FRIEDEL	T	Physique des Solides (Orsay).	MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
M. JULIA	T	Etudes des moléculaires naturelles complexes.	CAIRE		Géographie phys. et Géol. dynamique.
LENDER	T	Biologie animale (S. P. C. N.) (Orsay).	COMOLET	T	Mécanique des Fluides.
MAGAT	T	Physico-chimie des Radioéléments.	CORABOEUF		Physiologie animale. (Orsay).
M ^{lle} QUINTIN	T	Electrochimie.	DELLOUE		Physique de l'exosphère.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.	GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
BENOIT	T	Physiologie animale (Orsay).	HOUILLOIN		Biologie animale (P.C.B.).
DE POSSSEL	T	Analyse numérique.	JULLIEN J.		Chimie (S.P.C.N.). (Orsay).
CHARLOT	T	Chimie analytique.	MALGRANGE*	T	Technique math. de la Physique (Orsay).
LEMÉE	T	Physiol. vég. (B. M. P. V.) (Orsay).	OLIVIER		Antropologie.
GUÉRIN	T	Chimie (M. P. C.) (Orsay).	NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
CHATELET M.	T	Chimie (P. C. B.).	BLANC-LAPIERRE	T	Physique (E.N.S.). (Orsay).
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).	CHEVAUGEON	T	Botanique (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S. P. C. N.).	KAHANE	T	Mathématiques (Orsay).
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).	SAMUEL	T	Mathémat. (E.N.S.). féminines.
BERTEIN	T	Electronique (Orsay).	KOURGANOFF	T	Astronomie (Orsay).
BOUSSIÈRES		Chimie des Radioéléments (Orsay).	THIRY	T	Mécanique céleste.
M ^{me} COUTURE	T	Thermodynamique et Méc. physique.	ABELES		Physique (S.P.S.C.N.).
ELLENBERGER	T	Géologie des grandes régions du Globe.	AMAT		Physique (P.C.B.).
FRANC.	T	Biologie animale (P.C.B.).	AUBOIN		Géologie.
SCHNELL	T	Botanique tropicale (Orsay).	M ^{me} BENOIT-GUEUTAL		Physique Nucl. et radioactivité.
STOLKOWSKI	T	Physiologie végétale.	BOUGIS		Biologie marine (Villefranche sur-mer).
ACHER		Chimie biologique (Orsay).	BRUHAT	T	Mathématiques (M.P.C.).
BAUDOIN		Biologie animale (P.C.B.).	BRUNN	T	Géologie historique (Orsay).
BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.).	CHABBAL		Physique (M.G.P.) (Orsay).
BLAMONT	T	Géophysique Ionosphère.	DEHEUVELS	T	Mathématique Propé. (Orsay).
BOURREAU		Botanique.	D'ESPAGNAT		Physique théorique (Orsay).
CURIE D.		Physique (M.G.P.).	FURON		Géologie (S.P.C.N.).
DURAND-DELGA ..	T	Géologie.	M ^{me} GANS	T	Génétique.
FREON	T	Chimie organique (Orsay).	GENEVES		Biologie végétale (P.C.B.).
HELLER	T	Physiologie végétale.	GUILBERT		Physique (C.U.S. Orléans).
TORTRAT	T	Calcul des Probabilités.	HUPE		Pétrographie.
CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.).	HOLLANDE	T	Biologie générale.
MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.).	LIONS	T	Analyse numérique.
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.	MAITTE		Chimie (P.C.B.).
M ^{lle} FOURCROV ..		Biologie végétale (S.P.C.N.).	MEYER		Physique propédeutique.
M ^{me} CHOQUET-BRUHAT.	T	Méc. analytique et Méc. céleste.	NICOLAS		Géologie appliquée.
M ^{lle} VEIL		Physiologie générale.	PANIGEL		Biologie générale.
			RAVIER		Pétrographie.
			ROSEAU	T	Mécanique théorique des Fluides.
			ROUBINE		Electronique.
			SILBER	T	Chimie (P.C.B.).
			UEBERSFELD	T	Electronique.
			YVON	T	Théories physiques.

A MA FAMILLE

En témoignage de ma très grande affection

A MONSIEUR JEAN BRICARD

Professeur à la Faculté des Sciences de Paris

Hommage respectueux et reconnaissant

ÉTUDE PHOTOÉLECTRIQUE DES AÉROSOLS VOLATILS

par Madeleine DELONCLE

SOMMAIRE. — Dans ce travail, on expose une méthode optique qui permet de connaître rapidement la granulométrie d'un brouillard naturel ou artificiel et qui peut être étendue au domaine des fines particules telles que brumes et noyaux de condensation. Cette méthode basée sur la mesure photoélectrique de la lumière diffusée par les gouttes individuelles, libres en suspension dans l'air, présente ainsi l'avantage de permettre leur observation sans modifier leur état.

De cette manière on a étudié :

des brouillards artificiels dépourvus de très fines particules, ce qui a permis de constater un bon accord entre nos résultats et ceux donnés par un « cascade impactor »,

des aérosols artificiels fins, ainsi que des spectres granulométriques de poussières atmosphériques ;

l'évaporation d'un jet de gouttelettes se déplaçant dans l'air ambiant ;

les nuages naturels au sommet du Puy-de-Dôme, dans lesquels on a mis en évidence de très fines particules submicroniques que les procédés classiques ne permettaient pas de déceler et qui expliquent certains résultats optiques ;

les brumes et brouillards dans la région parisienne.

SUMMARY. — An optical method is presented here which allows for a quick determination of the granulometry of either natural or artificial fog, and it can be applied to the domain of small particles such as in haze and condensation nuclei. This new method based on a photometric measurement of the light scattered from separated drops suspended freely in air, proves therefore advantageous in providing their non-destructive observation.

The method was applied to :

artificial fogs lacking in very small particles where a good agreement was found between our results and those given by a cascade impactor ;

*artificial fine aerosols involving granulometric spectra of atmospheric dust ;

evaporation of a jet of droplets moving about in air ;

natural clouds at the top of Mount Puy-de-Dôme where particles less than one micron in size have been detected, which the classical methods could not and which account for certain optical results ;

haze and fog in the Paris area.

INTRODUCTION

Ce travail a été entrepris à la demande de M^{rs} Arnulf et Bricard, leurs mesures optiques [1] ayant manifesté, dans un certain nombre de cas, un désaccord avec le calcul de la sélectivité du brouillard, effectué à partir des granulométries directes obtenues par les méthodes classiques, désaccord qu'ils avaient attribué à l'absence de petites gouttes dans leurs statistiques. Ils pensaient que ces méthodes classiques laissaient échapper les très fines particules et désiraient qu'une nouvelle

méthode soit mise au point pour vérifier l'existence de ces gouttelettes.

La méthode que nous employons consiste à mesurer, dans un nuage de gouttelettes, l'intensité lumineuse diffusée par chaque particule soumise à un éclairage connu et à en déduire la dimension de cette particule [2].

Une étude du même genre a été effectuée sur de grosses gouttes dont le diamètre était compris entre 0,3 et 5 mm (gouttes de pluie) par Krasnogorskaia [3]; le diamètre minimum que l'on pouvait apprécier était alors de 0,1 mm.

Eldridge [4] a également utilisé une méthode du même type mais valable pour des particules de faibles dimensions.

Les mesures que nous allons décrire sont relatives à des gouttes de diamètre compris entre 0,7 et 100 μ ; elles montrent que l'on peut réellement apprécier des diamètres atteignant 0,3 μ , c'est-à-dire de dimensions de l'ordre de la limite de séparation du microscope [5].

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Mr J. Bricard qui a bien voulu diriger, avec intérêt et bienveillance, mes recherches effectuées au Laboratoire de Physique des Nuages et d'Electricité Atmosphérique, à l'Institut d'Optique.

J'exprime ma reconnaissance à Mr A. Arnulf qui m'a fait profiter de ses conseils, ainsi qu'à Mr H. Dessens qui a accepté de me recevoir à l'Observatoire du Puy-de-Dôme pour y exécuter une partie de mes travaux. Je remercie également Mrs P. Fleury et G. Amat de l'intérêt qu'ils ont bien voulu me témoigner.

I. Méthode et appareillage

1. Appareillage. — *1. Principe général de l'appareil.* — Le principe du montage est le même que celui que nous avons employé dans un précédent travail effectué en collaboration avec J. Bricard et G. Israel [2] (fig. 1).

Un condenseur donne, d'une source S, une image uniformément éclairée dans le champ d'un microscope d'observation dont l'axe est perpendiculaire à celui du condenseur; les gouttes qui restent libres, en suspension dans l'air, sont aspirées ou soufflées de manière à traverser le champ parallèlement au plan des deux axes et suivant une direction à 45° du faisceau incident.

La lumière diffusée à 90° par chaque goutte est reçue par le microscope muni d'un photomultiplicateur et fonctionnant en photomètre de Fabry. Le signal obtenu à la sortie du photomultiplicateur est envoyé sur un ensemble de comptage. L'appareil comporte, en outre, un dispositif de visée permettant l'observation directe ou la microphotographie des gouttelettes. Pour obtenir des granulométries en valeurs absolues, on mesure la vitesse de passage des gouttes dans le champ par une méthode stroboscopique.

2. Réalisation. — A) SYSTÈME D'ÉCLAIRAGE. — a) *Source de lumière.* — La source à très haute luminance utilisée est une lampe HBo 200 Osram (2,5 × 1,3 mm) dont la luminance moyenne est de 25 000 sb et le rendement lumineux de 47,5 lm/W; elle émet un spectre de raies dont les plus intenses sont groupées entre 0,25 et 0,6 μ .

Cette lampe est alimentée en courant continu sous 55 V et 4 A par un redresseur dont la modulation résiduelle de tension est inférieure à 3 % de la composante

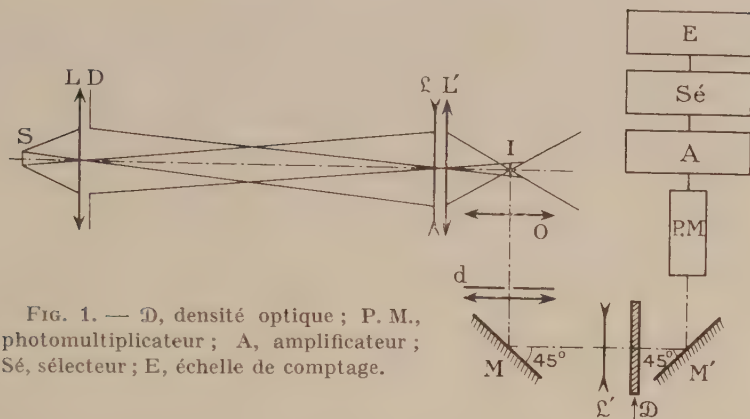


FIG. 1. — D, densité optique ; P. M., photomultiplicateur ; A, amplificateur ; Sé, sélecteur ; E, échelle de comptage.

continue et dont l'alimentation est elle-même stabilisée à l'aide d'un transformateur saturé ; sa puissance apparente est de 220 W, sa puissance effective de 200 W et une variation d'intensité de 3 % entraîne une erreur de 5 % sur l'amplitude de l'impulsion détectée à la sortie du photomultiplicateur.

b) *Condenseur.* — Une lentille plan-parabolique L forme l'image de S sur la première lentille L' d'un condenseur C d'ouverture 64° corrigé des aberrations chromatiques et de sphéricité. Ce condenseur, de grandissement 25, de distance frontale 22 mm et de résidu d'aberration transversale de sphéricité égal à 0,09 mm en I, forme l'image I d'un diaphragme rectangulaire D (25×12 mm) vertical, placé à la suite de L. La lentille divergente $\mathcal{L}$ de -7δ placée devant L' permet de réduire la distance SI (fig. 1).

Grâce à ce montage classique qui n'entraîne pas de perte de flux [6] et qui a été étudié par Vêret et Lacomme, l'image I de dimensions $1\,000 \times 480 \mu$ (calculées à partir des dimensions de D) dans le plan parallèle à D, est éclairée de manière sensiblement uniforme.

En réalité, le résultat n'est pas parfait, nous le verrons plus loin lorsque nous étudierons l'image I (§ I.1.3).

B) DÉTECTION. — La lumière diffusée à 90° par chaque gouttelette qui traverse I, d'abord reçue par le microscope, est envoyée sur un photomultiplicateur 51 A. V. P. Radiotechnique (maximum de la réponse spectrale vers $0,42 \mu$). Le microscope employé est un B. B. T. classique que nous avons modifié et incorporé sur le granulonébulomètre. Un dispositif optique conjugue la pupille de l'objectif O (grandissement 7, ouverture numérique 0,2) du microscope avec la photocathode (fig. 1), ce système classique permettant d'éclairer la totalité de la surface utile de la photocathode quelle que soit la position de la goutte dans le champ du microscope. La lentille $\mathcal{L}'$ sert uniquement à diminuer la distance entre l'objectif et la photocathode. Pour réduire l'encombrement, le photomultiplicateur est situé au-dessus du microscope, d'où la nécessité des deux miroirs M et M'.

Le photomultiplicateur, alimenté sous 1 560 V par une alimentation à haute

tension (S. A. I. P.) stabilisée à $1/10\,000$, n'est linéaire que pour un courant anodique inférieur à $0,55\text{ mA}$, ce qui correspond, pour une résistance de charge de $10^4\ \Omega$, à un signal de $5,5\text{ V}$. Les gouttes dont le diamètre d dépasse $9\ \mu$ envoient, sur la photocathode, un flux qui produit un signal supérieur. Pour pallier cet inconvénient deux solutions s'offrent : soit diminuer la tension d'alimentation du photomultiplicateur, soit placer différentes densités optiques devant la photocathode. C'est cette dernière que nous avons choisie comme étant la plus simple pour sélectionner les gouttes par catégories.

Initialement un milliampèremètre permettait de mesurer le courant anodique ; par la suite nous l'avons remplacé par un oscilloscope dont on photographiait l'écran [6, 7]. Dans la forme définitive [8] de l'appareil, le signal obtenu à la sortie du photomultiplicateur est repris par un amplificateur proportionnel A. N. S. 2 dont la bande passante a été calculée de manière à correspondre au temps de montée des impulsions. Un dispositif à contre-réaction à diodes évite les surcharges dues aux impulsions saturantes. A la sortie de l'amplificateur, les impulsions sont envoyées sur un sélecteur d'amplitude (S. A. I. P.) modifié. Le seuil de discrimination est réglable de 0 à 100 V et la largeur du canal de 0 à 10 V . Les impulsions négatives de 15 V d'amplitude et de $2\ \mu\text{s}$ de durée, délivrées par le sélecteur, sont reçues par une échelle de comptage E. C. H. 3. A.

Pour travailler toujours dans les mêmes conditions, c'est-à-dire pour avoir des résultats reproductibles, on dispose d'un système diffusant de référence (petit fil métallique monté sur raquette, que l'on peut à volonté amener dans le champ et qui donne un signal connu et pris pour référence).

C) RÉGLAGES. — On dispose de plusieurs réglages ; la lampe peut être déplacée dans trois directions (en hauteur, suivant la direction de la lumière incidente et suivant la direction perpendiculaire aux deux autres). Il est également possible de jouer sur la hauteur du condenseur et sur sa distance à la source.

On peut agir sur l'alimentation de la lampe pour régler le flux lumineux incident de manière à ramener le signal correspondant au diffuseur-type, à la valeur de référence.

Enfin, le fait d'avoir un canal mobile de largeur variable sur un sélecteur, s'il comporte quelque inconvénient en ce qui concerne la rapidité d'obtention de la granulométrie, est extrêmement maniable et permet de passer d'un domaine de dimensions à l'autre très facilement.

D) DISPOSITIF D'ASPIRATION DU COURANT D'AIR. — Les gouttes libres en suspension dans l'air sont aspirées par un ventilateur et traversent l'image I suivant une direction à 45° de SI, dans le plan déterminé par SI et l'axe du microscope.

En milieu calme, on utilise un tube d'aspiration de 8 mm de diamètre muni à son extrémité d'un anneau plat et profilé de manière à canaliser les lignes de courant. En aspirant à l'aide d'un ventilateur, on a obtenu des vitesses de 64 cm/s , 94 cm/s et 1 m/s à des distances de l'entrée du tube respectivement égales à 30 mm , 15 mm et 12 mm , avec une vitesse initiale de 25 m/s à l'entrée du tube.

En plein air, la vitesse de passage des gouttes doit atteindre des valeurs plus élevées pour ne pas être perturbée par l'action du vent. Pour cela, il faut, soit

réduire la distance entre le champ et l'entrée du tube d'aspiration, ce qui est impossible à cause de la lumière parasite alors réfléchiée par le tube, soit augmenter la puissance d'aspiration, ce qui demeure insuffisant à cause des pertes de charge et de la décroissance très rapide de la vitesse du courant d'air lorsqu'on s'éloigne du tube d'aspiration (à une distance de l'entrée du tube égale à deux fois et demie son diamètre, la vitesse des particules au centre du jet a une valeur 40 fois plus faible que celle qui est obtenue à l'entrée du tube).

Nous avons donc été amenée à aspirer l'air ambiant à travers une chambre intermédiaire d'aspiration qui s'adapte à l'appareil, entourant ainsi le champ du microscope et le protégeant contre les perturbations dues au vent. Un manomètre permet de connaître le débit de l'air.

On peut se demander si un effet de détente dans l'appareil ne risque pas de provoquer une condensation sur des noyaux n'ayant pas encore fonctionné dans l'air ambiant, donnant lieu à la formation de petites particules qui fausseraient les granulométries.

Cependant, le calcul montre que cette détente entraîne une baisse de température de l'ordre de $0,007^\circ$, ce qui correspond à une augmentation relative de l'humidité relative voisine de $4 \cdot 10^{-4}$, insuffisante pour provoquer ce phénomène. En effet, dans l'air, la température n'est pas définie avec une meilleure précision que dans la chambre intermédiaire d'aspiration. Il y a facilement, dans l'air nuageux étudié, des variations de vitesse de l'ordre de 1 m/s, ce qui donne des différences de température supérieures à $0,007^\circ$ et, par conséquent, des variations d'humidité relative supérieures à celles provoquées par la chambre d'aspiration de l'appareil.

Nous allons voir maintenant que pour des raisons d'aérodynamique, nous avons été conduite à aspirer l'air dans une direction faisant un angle de 55° avec l'axe du condenseur.

E) ÉTUDE DU CHAMP AÉRODYNAMIQUE. — Dans le cas de l'aspiration en air calme par un tube, le champ aérodynamique est bien défini, il n'en est plus de même lorsqu'on utilise la chambre intermédiaire d'aspiration. En effet, la présence des obstacles (condenseur, objectif, appareil de mesure de vitesse) qui entourent le champ, ainsi que celle des parois de la chambre risquent de faire dévier les lignes de courant, entraînant des turbulences et la perturbation de tout l'écoulement.

L'étude des lignes de courant a été effectuée en collaboration avec M^r H. Werlé, à l'aide d'une maquette en plexiglas placée dans un tunnel hydrodynamique de l'Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautiques. Le fluide utilisé étant alors de l'eau et non de l'air, on s'est placé à l'égalité des nombres de Reynolds pour choisir l'échelle de la maquette et la vitesse d'arrivée de l'eau.

Cette installation permet de matérialiser les lignes de courant à l'aide de bulles d'air en suspension dans l'eau [9] ; on peut alors photographier ou filmer en réalisant des coupes transversales et longitudinales de l'écoulement et en visant à travers la maquette qui est transparente.

La figure 2 (planche I) montre que les lignes de courant suivent une trajectoire non perturbée dans l'axe de l'écoulement. Signalons que le champ de l'appareil

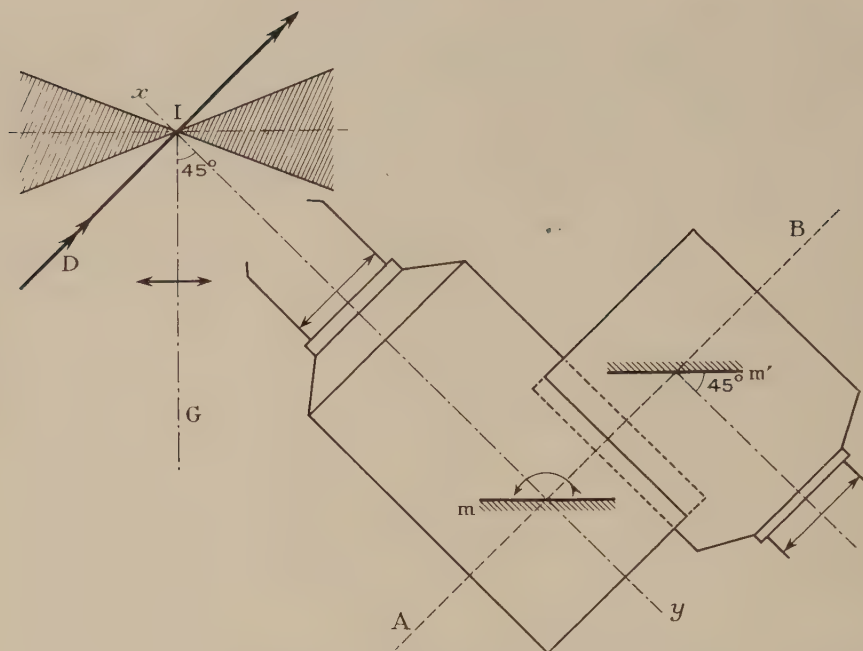


FIG. 4. — G, granulonébulo-mètre photoélectrique ; D, direction d'aspiration des gouttes.

reil représente moins de $1/100$ de la section non perturbée de l'écoulement. De plus, pour une vitesse d'aspiration donnée, le diagramme des champs de vitesses permet de connaître, avec précision, la vitesse dans le champ de l'appareil.

A titre de comparaison, la figure 3 (planche I) correspond à un écoulement perturbé, obtenu avec une maquette relative au cas où l'aspiration s'effectue exactement à 45° de l'axe du condenseur.

Ceci explique pourquoi nous avons choisi une direction d'aspiration orientée à 55° de l'axe du condenseur.

F) MESURE DE LA VITESSE DES PARTICULES. — Pour obtenir des granulométries en valeurs absolues, c'est-à-dire pour déterminer le nombre et la répartition en dimensions des particules par unité de volume, il suffit, connaissant les dimensions du champ du granulonébulo-mètre, de mesurer la vitesse de passage des gouttes dans le champ.

Pour cela, on peut employer une méthode optique [10]. Un second microscope, muni d'un miroir tournant et d'un miroir fixe, permet de viser à 45° du faisceau incident, le champ de l'appareil (fig. 4). On ajuste la vitesse du miroir tournant, de manière que les particules semblent immobilisées dans le champ. Il suffit alors de mesurer la vitesse de rotation du miroir avec un stroboscope de poche (strobore).

Cette vitesse est reliée par une relation simple, dépendant des caractéristiques du second microscope, à la vitesse des particules.

Si V est la vitesse, en centimètres par seconde, des particules dans le champ I,

V' la vitesse correspondante de l'image donnée par l'objectif, p la distance du champ au plan principal objet de l'objectif, p' la distance du champ au plan principal image de l'objectif (17,7 cm), A la distance de l'axe de rotation du miroir au plan principal image (10,7 cm), N la vitesse de rotation du miroir en tours par minute, γ le grandissement de l'objectif (6,1) et ω_m la vitesse angulaire du miroir ($2\pi N/60$), on a $V' = 2\omega_m(p' - A)$; or, $V' = \gamma V$, d'où

$$V = 2\omega_m \frac{p' - A}{\gamma} = \frac{4\pi N}{60} \frac{p' - A}{\gamma},$$

$V = kN$ avec $k = 0,2398$, d'où

$$(1) \quad \boxed{V \text{ (cm/s)} = 0,24 N \text{ (tr/mn)}}.$$

Cette méthode est très précise, mais un certain nombre de précautions sont nécessaires.

La première consiste à vérifier expérimentalement la valeur du coefficient k . Pour cela, on vise avec l'appareil de mesure de vitesse, un repère porté par un disque assez grand tournant à une vitesse connue. On calcule facilement la vitesse linéaire du repère et l'on mesure la vitesse de rotation du miroir pour laquelle le repère est immobilisé dans le champ du microscope; on trouve $k = 0,2395$.

La deuxième précaution est relative aux harmoniques. Etant donnée la luminosité peu importante des particules observées, il est très difficile de discerner le fondamental des harmoniques. En effet, lors des mesures stroboscopiques classiques on cherche à avoir une image unique. Ici, on a toujours plusieurs particules dans le champ, par conséquent ce critère n'a plus de valeur; on peut chercher l'image la plus stable, la plus lumineuse, mais il n'est pas négligeable de connaître approximativement l'ordre de grandeur de la vitesse. Pour cela, on peut mesurer la durée des impulsions sur l'écran d'un oscilloscope branché à la sortie du photomultiplicateur et repérer l'ordre de grandeur de la vitesse correspondante, en même temps que le débit lu au manomètre.

Les résultats de ces deux méthodes, applicables en aspiration comme en soufflage, avec ou sans chambre intermédiaire d'aspiration, peuvent être vérifiés dans ce dernier cas de deux manières: 1° par un procédé mis au point par de Félice et Brandès, qui consiste à photographier, à l'aide d'éclairs successifs et très rapides de durée et d'intervalles connus, des grains de pollen que l'on a mis en suspension dans l'air aspiré, puis à mesurer sur le film, les distances entre les différentes images; 2° par la mesure, dans le cas du soufflage, de la pression dynamique au centre du champ à l'aide d'un tube de Pitot dont la position est repérée au microscope. Un pulvérisateur envoie un jet de brouillard dont l'origine peut être plus ou moins éloignée du champ de l'appareil. On a comparé pour différentes distances de l'origine du jet au centre du champ, les vitesses obtenues avec le pitot étalonné par le laboratoire des échanges thermiques de Bellevue, à celles données par la méthode du miroir tournant. On a constaté un bon accord entre les deux méthodes (tableau I).

A l'occasion de cette étude, on a vérifié que la variation de la vitesse V_X suivant l'axe du jet avec la distance X du point considéré à l'origine, obéit à la loi [11] suivante que nous utiliserons plus loin :

$$(2) \quad V_X/V_0 = K' \sqrt{A_0}/X,$$

où V_0 désigne la vitesse du courant d'air à la sortie de la buse (56 m/s), V_X la vitesse du jet au point considéré situé à la distance X de la sortie de la buse, A_0 la surface de la section du jet à la sortie de la buse (diamètre de la buse, 2 mm) et K' une constante de proportionnalité [11] dépendant de V_0 et égale à 7 dans le cas actuel.

Cette relation est valable seulement à partir d'une distance X_0 de la buse voisine de 5 diamètres (environ 11 mm ici). Dans le noyau du jet compris entre la buse et X_0 , la vitesse reste constante et, au voisinage de X_0 , on a une courte région de raccordement.

A titre indicatif, voici quelques résultats (tableau I).

TABLEAU I

X (cm)	V_X manomètre (m/s)	V_X/V_0 mesuré manomètre	V_X/V_0 calculé d'après (2)	V_X méthode optique (m/s)
1,5	45,3	0,82	0,79	
2	33,8	0,614	0,606	
4	17,9	0,325	0,317	18
7	10,25	0,186	0,181	10,1
12	4,9	0,090	0,106	5,3
15	4	0,072	0,085	4,3
22	2,2	0,04	0,06	2,7

3. *Etude de l'homogénéité lumineuse du champ.* — On a déterminé les dimensions du volume éclairé dans lequel on peut admettre que le flux diffusé par une goutte donnée est constant à 5 % près, quelle que soit la position de la goutte, en déplaçant, dans le champ de l'appareil, une gouttelette constituée par de l'eau renfermant une très légère proportion de glycérine de manière à la rendre stable, et fixée sur un fil d'araignée [12] (on utilise comme détecteur, un oscilloscope branché à la sortie du photomultiplicateur). La position de la goutte est repérée à l'aide d'un micromètre. La détermination suivant l'axe du microscope s'effectue en projetant l'image que donne de la goutte un second microscope dont l'axe optique est orienté suivant l'axe du faisceau incident ; si l'oculaire de ce second microscope est muni d'un micromètre, il est facile de déterminer la position de la goutte dans le champ.

La figure 5 montre l'allure des courbes obtenues qui nous ont conduite aux valeurs suivantes :

460 μ suivant la direction de la lumière incidente,

250 μ suivant l'axe du microscope,

810 μ suivant la direction perpendiculaire aux deux précédentes.

La partie utilisable du champ est parfaitement définie d'une part par un diaphragme d ($3,2 \times 5,7$ mm) convenablement placé dans le microscope d'observation (à l'endroit où se forme l'image du champ), d'autre part par la profondeur de champ du microscope.

A partir de là et connaissant la vitesse de passage V des particules et l'angle β que fait la direction d'aspiration avec l'axe du faisceau incident, on peut calculer

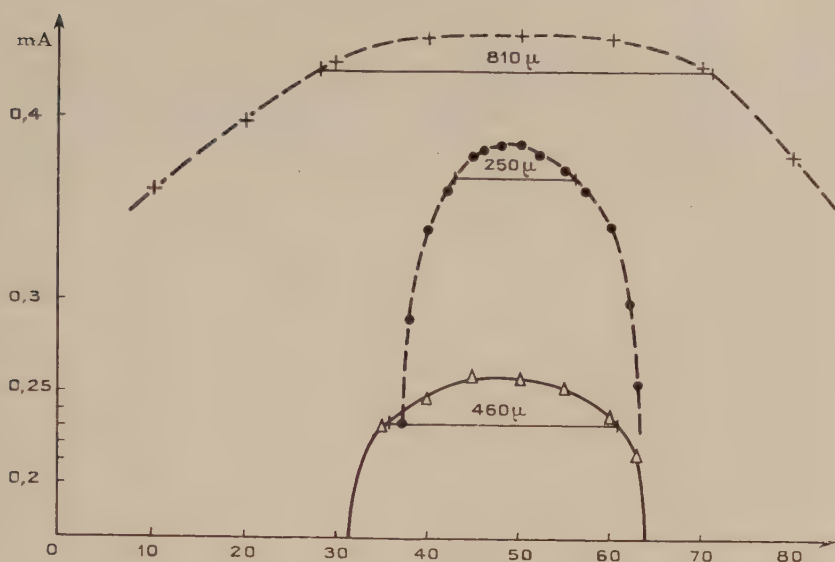


Fig. 5.

le débit d'air dans le champ du granulonébulomètre. On montre facilement que

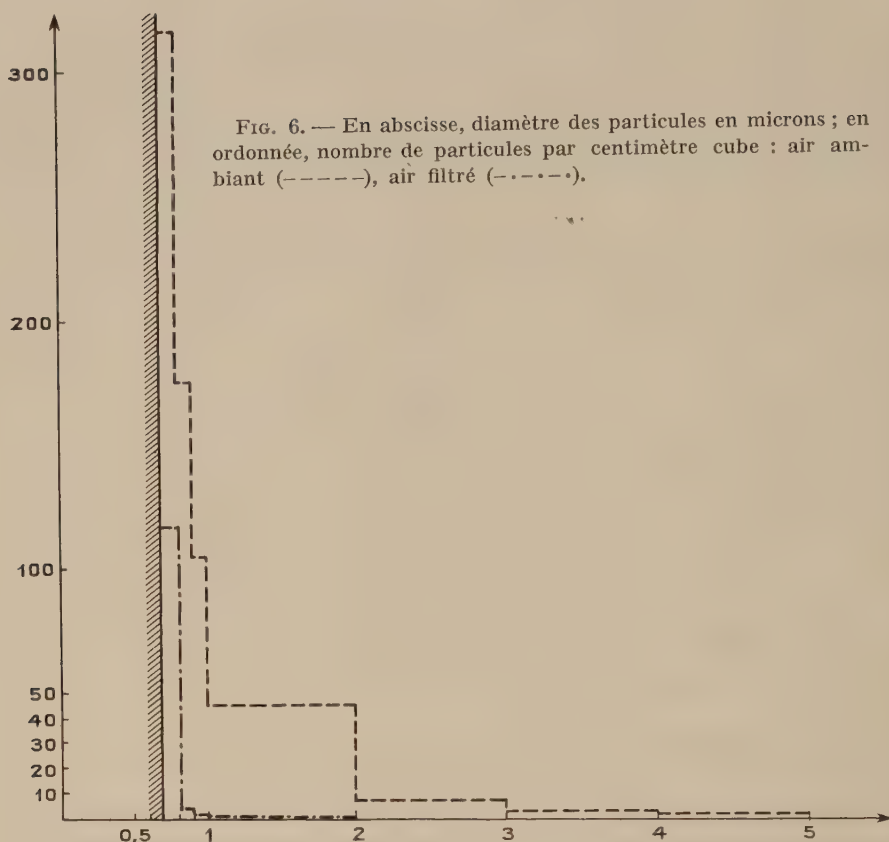
$$D \text{ (l/s)} = 810 \left[\frac{250}{\cos \beta} + (460 - 250 \operatorname{tg} \beta) \sin \beta \right] 10^{-11} V \text{ (cm/s)}.$$

Si $\beta = 55^\circ$, on trouve

$$(3) \quad D \text{ (l/s)} = 0,0041 \cdot 10^{-3} V \text{ (cm/s)}.$$

Il est à remarquer que du point de vue de la détection, la profondeur de champ n'intervient pas, puisque les particules le traversent suivant une direction inclinée de β sur l'axe du faisceau incident. Dès l'instant où une particule pénètre dans la partie utile du champ, elle est obligée de le traverser d'avant en arrière dans la direction β , passant ainsi forcément dans la zone de mise au point du microscope. Rappelons à ce sujet que l'on forme, sur la photocathode, l'image de la pupille d'entrée de l'objectif et non celle de la goutte.

4. Influence du bruit de fond sur les mesures. — Il a fallu s'assurer que l'influence du bruit de fond sur les mesures était négligeable du moins au-dessus d'un certain diamètre critique. On utilise ici un circuit détecteur de niveaux ; le bruit est donc constitué d'impulsions de différentes amplitudes et il n'est relativement important que si l'on envoie un flux continu sur la photocathode, ce qui est le cas lors de l'étalonnage. On l'élimine par une capacité en dérivation sur la résistance de charge (la valeur de la constante de temps n'a pas d'importance puisque, pour l'étalonnage, on travaille en continu). Lors des mesures, le problème est différent ; si l'on gardait un condensateur, on réduirait l'amplitude des impulsions et ceci dans un rapport dépendant du temps de montée des impulsions (c'est-à-dire dépendant du circuit, de la capacité et de la vitesse du courant d'air). Heureusement cet artifice est inutile, le bruit de fond étant beaucoup plus faible, lorsque le photomultiplicateur travaille en impulsions. Il est facile de s'en



rendre compte en photographiant et en examinant les signaux à l'oscilloscope, sur une grande sensibilité.

Cherchons toutefois à connaître la limite de sensibilité du photomultiplicateur utilisé. Ce tube 51 AVP a une sensibilité minimum de 60 A/lm et un courant d'obscurité maximum, à cette sensibilité, de $25 \cdot 10^{-9}$ A. Admettons que la limite de détection du flux lumineux soit le flux qui fournit un courant égal au courant d'obscurité, c'est-à-dire que lorsque le tube détectera cette quantité de lumière limite, le courant anodique aura doublé. Ce courant anodique correspondant au flux minimum décelable est de $25 \cdot 10^{-9}$ A ; avec une sensibilité de 60 A/lm, ceci correspond à un flux lumineux de $4 \cdot 10^{-10}$ lm.

Dans ces conditions, il est facile d'établir, à partir de la figure 12 (§ I.2.6) tracée d'après les résultats trouvés par Penndorf pour l'intensité $i_1 + i_2$ diffusée à 90° par une particule non absorbante d'indice de réfraction $m = 1,33$, que le diamètre minimum décelable est de l'ordre de $0,13 \mu$.

Nous allons voir que d'autres facteurs interviennent pour élever cette valeur, tels que la présence d'un grand nombre de poussières dans l'air et surtout la lumière parasite.

Pour déterminer expérimentalement la limite de détection de l'appareil, nous

TABLEAU II

Diamètre des particules en microns	Nombre de particules/cm ³ dans l'air ambiant = x	Nombre de particules/cm ³ dans l'air dépoussiéré = y	$R = \frac{x-y}{x}$ en pour cent
0,7-0,8	316	117	62,97
0,8-0,9	175	3,55	98
0,9-1	105	0,32	99,71
1 -2	45	0	100
2 -3	7,2	0	»
3 -4	2,6	0	»
4 -5	0,77	0	»
> 5	1,42	0	»

avons rendu hermétique la chambre intermédiaire d'aspiration (qui peut éventuellement protéger le champ contre les courants d'air perturbateurs). Puis nous avons aspiré un courant d'air filtré à travers deux papiers contre-arsines (filtres Schneider roses) [13] en série. Pour plus de sûreté, nous avons placé l'ensemble de l'appareillage dans un caisson étanche dans lequel on crée un courant d'air également filtré. Après avoir laissé la ventilation en marche pendant 24 h, on procède à un comptage que l'on compare à ceux que l'on a opérés avant et après, dans l'air ambiant.

Le tableau II et la figure 6 résument les résultats.

R est le rendement, calculé, de l'ensemble des filtres pour chaque dimension de particules. Or les rendements expérimentaux de ces filtres sont connus [13] et coïncident avec les précédents pour des diamètres supérieurs à $0,8 \mu$. Mais pour $0,7 \mu < d < 0,8 \mu$, le rendement expérimental est encore de l'ordre de 98 %. Donc si l'influence du bruit de fond est absolument négligeable pour des diamètres supérieurs à $0,8 \mu$, au-dessous de cette valeur, un certain nombre d'impulsions comptées sont imputables au bruit de fond et il faut les soustraire du nombre de coups enregistrés dans chaque intervalle de la statistique.

On est donc limité, lors d'une granulométrie que l'on veut effectuer rapidement, à des diamètres de $0,7 \mu$. Cependant, on peut, en tenant compte du bruit de fond, descendre à des diamètres de l'ordre de $0,3 \mu$, si le milieu est assez dilué pour ne pas saturer l'échelle.

5. Influence de la vitesse des particules sur l'amplitude des impulsions détectées. — On s'est assuré que, dans la limite des vitesses de passage des gouttes dans le champ de l'appareil, les amplitudes mesurées sur l'oscilloscope correspondent bien aux maxima des signaux envoyés. Pour cela, on éclaire le diffuseur de référence par de la lumière modulée en plaçant convenablement une roue dentée entraînée par un moteur, sur le trajet du faisceau incident. On reproduit ainsi les conditions expérimentales que l'on rencontre dans la détection des gouttelettes (impulsions de durée comprise entre 50 et $500 \mu s$, temps de montée de 6 à $50 \mu s$ et fréquence de 1 à $2\,500 \text{ Hz}$).

On constate que, dans les limites que nous venons de définir, l'amplitude des impulsions reste constante quand la vitesse de passage des particules augmente. Le calcul de la constante de temps du photomultiplicateur, compte tenu de l'impédance d'entrée de l'oscilloscope, conduit évidemment au même résultat. On est

donc sûr d'obtenir des signaux dont l'amplitude est bien proportionnelle au flux.

La figure 7 (planche II) montre la forme des impulsions à la sortie du photomultiplicateur.

Ce même montage permet le contrôle de l'ensemble de comptage. On constate que le nombre d'impulsions détectées par seconde correspond bien à la fréquence de modulation de la lumière.

6. Probabilité de passage des gouttes dans le champ de l'appareil. — Il peut arriver que plusieurs gouttes se trouvent ensemble dans le champ. Elles sont alors enregistrées simultanément, donnant ainsi un seul signal, somme des signaux élémentaires et se comportent comme une seule goutte beaucoup plus grosse. Il est intéressant de calculer la probabilité avec laquelle cette éventualité peut se produire.

On a un flux de gouttes présentes à raison de N gouttes par centimètre cube qui traversent la surface $S = (e_1/\cos \beta) e_2$ pendant un temps Δt , $e_1 e_2$ étant la surface du champ du microscope et β l'inclinaison de la trajectoire des particules sur l'axe du condenseur.

Ce temps Δt est égal à celui qui est nécessaire au courant d'air pour traverser le champ, soit $\Delta t = e_3 \cos \beta / V$, V étant la vitesse du courant d'air.

Pendant Δt , il passe $N S V \Delta t$ gouttes, soit encore

$$N (e_1/\cos \beta) e_2 V (e_3 \cos \beta / V) = N e_1 e_2 e_3 = N \mathcal{V},$$

en appelant $\mathcal{V}$ le volume du champ.

Le calcul de probabilité que nous avons à faire se ramène au calcul classique relatif au tirage de boules dans une urne contenant p boules blanches et q boules noires. Soient respectivement p et q les probabilités pour tirer une boule blanche et pour tirer une boule noire. Sur n épreuves consécutives, k sont favorables, $n - k$ défavorables.

Si l'on spécifie l'ordre dans lequel doivent se succéder les épreuves favorables et défavorables, la probabilité pour avoir k épreuves favorables et $n - k$ défavorables est $p^k q^{n-k}$. Si l'on ne spécifie pas cet ordre, on obtient cette probabilité en multipliant la précédente par le nombre de combinaisons possibles $C_n^k = n! / k! (n - k)!$, d'où

$$P_k = \frac{n!}{k! (n - k)!} p^k q^{n-k} = \frac{n!}{k! (n - k)!} p^k (1 - p)^{n-k},$$

soit, en supposant p très petit, $P_k = (n p)^k e^{-np} / k!$.

Dans le cas qui nous occupe, la probabilité p d'enregistrer une goutte correspond à N , nombre de gouttes par centimètre cube ; quant au nombre n d'épreuves, il est évidemment proportionnel au volume $\mathcal{V}$. Par conséquent, il suffit d'écrire la formule précédente en faisant $np = N \mathcal{V}$.

La probabilité P_k pour que k gouttes soient enregistrées simultanément est ainsi $P_k = (N \mathcal{V})^k e^{-N \mathcal{V}} / k!$. Pratiquement

$$\mathcal{V} = 460 \mu \times 810 \mu \times 250 \mu = 0,9313 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3.$$

Si l'on considère une densité de gouttes $N = 1\,000$ gouttes/cm³, les probabilités d'avoir une seule goutte dans le champ, d'en avoir simultanément deux et simul-

tanément trois sont respectivement $P_1 = 0,0847$, $P_2 = 0,0039$ et $P_3 = 0,00012$, ce qui indique que la probabilité d'avoir deux gouttes ensemble est 22 fois plus faible que celle d'en avoir une seule, alors que celle d'en avoir trois est encore 32 fois plus faible que la précédente. Il est alors inutile de tenir compte de cette cause d'erreur, elle est négligeable devant les autres, puisque inférieure à 4 %.

7. *Coefficient de captation de l'appareil (correction de bords).* — Une goutte peut être occultée partiellement par le diaphragme de champ et, de ce fait, donner un signal plus faible qu'il ne serait normal, donc se comporter comme une goutte plus petite. Une correction est alors nécessaire. Pour en faire le calcul [6], on fait une hypothèse simplificatrice : la section droite d'une goutte de diamètre d est assimilée à un carré de côté d et l'on suppose que le flux minimum décelable s correspond à une goutte de diamètre d , donc à un carré de côté d . On trouve alors que la correction C_i à appliquer au nombre de gouttes détectées par unité de temps, dans l'intervalle i de la granulométrie, pour obtenir le nombre $S N_i$ de gouttes traversant réellement le champ de l'appareil, est donnée par la relation

$$(5) \quad \frac{C_i}{S N_i} = \frac{2d}{l N_i} \sum_{k=1+i}^{k=n} \frac{\sqrt{k}}{k} N_k - \frac{2d\sqrt{i}}{li},$$

S étant la surface du champ, N_i le nombre de gouttes traversant l'unité de surface du champ par unité de temps, l la largeur du champ, alors que la granulométrie donne $C_i + S N_i$.

Si les densités optiques et la sensibilité du détecteur (oscilloscope par exemple) sont choisies de manière à détecter les gouttes de 2μ , les plus petites contenues dans le brouillard étant d'environ 3μ dans l'exemple considéré (fig. 13) et si l'intervalle de la statistique est pris égal à 4μ , on a

$$\frac{C_{0-4\mu}}{S N_{0-4\mu}} = 0,1, \quad \frac{C_{4-8\mu}}{S N_{4-8\mu}} = 0,04, \quad \frac{C_{8-12\mu}}{S N_{8-12\mu}} = 0,03,$$

$$\frac{C_{12-16\mu}}{S N_{12-16\mu}} = 0,03, \quad \frac{C_{16-20\mu}}{S N_{16-20\mu}} = 0,015, \quad \text{etc.}$$

Il est facile de justifier l'hypothèse selon laquelle la correction n'est pas sensiblement modifiée quand on assimile la section droite d'une goutte à un carré dont le côté est égal au diamètre de la goutte. Pour cela, on calcule $C_i/S N_i$ dans le cas particulier simple d'un brouillard comportant seulement trois séries de gouttes dont la plus petite diffuse le flux minimum décelable.

En comparant les résultats obtenus, en considérant les sections droites circulaires des gouttes, à ceux que donne la relation (5), on constate que l'on commet une erreur de 10 % sur le calcul de l'erreur relative $C_i/S N_i$.

Étant donné que ce rapport $C_i/S N_i$ est au plus égal, dans nos conditions expérimentales, à 0,1, on voit que l'erreur faite sur $S N_i$ en utilisant des carrés au lieu des sections droites des gouttes, est de l'ordre de 1 %, donc négligeable.

2. **Calcul du flux diffusé par une goutte** — 1. *Bases théoriques.* — A) RAPPEL DE LA THÉORIE DE MIE. — Une particule transparente, éclairée par un faisceau parallèle, diffuse dans toutes les directions le flux qu'elle reçoit du faisceau inci-

dent. La répartition du flux diffusé autour de la direction incidente, par une particule sphérique homogène de dimension et d'indice de réfraction quelconques, peut être obtenue par les méthodes de calcul de la théorie électromagnétique [14, 15]. Nous en rappelons simplement les résultats.

Si une particule est éclairée par un faisceau de lumière parallèle d'éclairement unité, $(\lambda^2/8\pi^2) i_1$ est l'intensité diffusée par unité d'angle solide pour la composante dont le vecteur champ électrique est perpendiculaire au plan d'observation (plan contenant la direction d'observation et la direction de propagation du faisceau incident), $(\lambda^2/8\pi^2) i_2$ est l'intensité diffusée pour la composante dont le vecteur champ électrique est parallèle au plan d'observation, i_1 et i_2 étant donnés par

$$(6) \quad \begin{aligned} i_1 &= \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \Pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta) \right] \right|^2, \\ i_2 &= \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[b_n \Pi_n(\cos \theta) + a_n \tau_n(\cos \theta) \right] \right|^2, \end{aligned}$$

avec

$$(7) \quad \begin{aligned} \Pi_n(\cos \theta) &= \frac{1}{\sin \theta} P_n^1(\cos \theta) = \frac{dP_n(\cos \theta)}{d(\cos \theta)}, \\ \tau_n(\cos \theta) &= \frac{d}{d\theta} P_n'(\cos \theta) = -\sin \theta \frac{d\Pi_n(\cos \theta)}{d(\cos \theta)} + \cos \theta \Pi_n(\cos \theta); \end{aligned}$$

a_n et b_n sont des fonctions de $\alpha = 2\pi a/\lambda$ (a étant le rayon de la goutte) et de m , indice de réfraction de la goutte. θ est l'angle entre la direction de propagation du faisceau incident et le faisceau diffusé. $P_n^1(\cos \theta)$ est la fonction associée de Legendre de première espèce.

L'intensité totale diffusée par unité d'angle solide dans une direction quelconque a pour valeur

$$(8) \quad I = \frac{2}{8\pi^2} (i_1 + i_2) = f(\alpha, \theta, \lambda, m).$$

La quantité f représente la fonction de diffusion de la goutte. On peut ainsi calculer l'intensité lumineuse diffusée, dans une direction θ donnée, par des particules sphériques et transparentes d'indice et de diamètre quelconques.

Ces calculs ont été faits dans les cas suivants :

$m = 1,33$ (gouttes d'eau),	$0,5 \leq \alpha \leq 40$ et $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ (Penndorf [15]),
	$6 \leq \alpha \leq 40$ et $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ (Gumprecht [16]),
$m = 1,44$	$0,5 \leq \alpha \leq 6$ et $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ (Lowan [17]),
$m = 1,55$	$0,5 \leq \alpha \leq 6$ et $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ (Lowan [17]),
$m = 2$	$0,5 \leq \alpha \leq 6$ et $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ (Lowan [17]),
$m = 1,05$ (0,05) 1,30	$0,2 \leq \alpha \leq 7$ et $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ (Pangonis [18]).

Les résultats donnés par ces auteurs diffèrent d'un facteur de normalisation qui est en général $(2n+1)/n(n+1)$.

On dispose également de tables [18, 19] donnant les valeurs numériques des coefficients a_n et b_n .

B) THÉORIE DE WIENER. — Lorsque les dimensions des particules se rapprochent de la longueur d'onde ou lui sont supérieures, le calcul des expressions i_1

et i_2 [relations (6)] par la méthode de Mie devient de plus en plus compliqué, les termes des séries convergeant alors très lentement. Il existe une méthode de calcul moins rigoureuse mais plus simple, valable dans le cas où le diamètre de la particule est au moins égal à dix fois la longueur d'onde, et qui consiste à leur appliquer les lois de l'optique géométrique. Wiener a fait le calcul complet de l'intensité lumineuse diffusée par une goutte par réflexion et réfraction en tenant compte des faisceaux ayant subi jusqu'à trois réflexions internes. Sans indiquer en détail le calcul de Wiener [20, 21], nous nous bornerons à en rappeler les résultats dans les termes correspondant à la lumière réfléchie à la surface extérieure de la goutte et transmise directement après deux réfractions successives.

Si E est l'éclairement produit par le faisceau arrivant sous l'incidence i sur la goutte et k_1 le pouvoir réflecteur, l'intensité lumineuse diffusée par réflexion sur la surface de la goutte, est

$$(9) \quad I_1 = \frac{1}{4} k_1 E a^2,$$

avec

$$k_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(i-r)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\operatorname{tg}^2(i-r)}{\operatorname{tg}^2(i+r)} \right].$$

L'intensité réfractée et transmise par la goutte examinée sous un angle θ avec la direction du faisceau incident, a l'expression

$$(10) \quad I_2 = \frac{1}{2} (1 - k_2)^2 E a^2 \frac{\sin 2i \, di}{\sin \theta \, d\theta},$$

avec

$$k_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\theta/2)}{\sin^2(i+r)} + \frac{\operatorname{tg}^2(\theta/2)}{\operatorname{tg}^2(i+r)} \right], \quad \theta = 2(i-r),$$

$$\sin i = m \sin r \quad \text{et} \quad \frac{di}{dr} = \frac{\sin i \cos r}{2 \sin(\theta/2)};$$

m et r représentent respectivement l'indice et l'angle de réfraction.

C) APPROXIMATION DE BUCERIUS. — La théorie de Wiener peut être considérée comme une conséquence de la théorie de Mie grâce à l'artifice suivant, utilisé par Bucerius.

Le calcul des expressions (6) donnant i_1 et i_2 devient très compliqué lorsque la quantité $2\pi a/\lambda$ augmente. Dans le cas où $2\pi a/\lambda$ est très grand (supérieur à 30) les expressions a_n et b_n ont été simplifiées par Bucerius [22] grâce à un développement asymptotique permettant d'obtenir directement i_1 et i_2 en fonction des facteurs de réflexion de Fresnel.

On obtient pour les deux composantes (perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence), dans le cas où l'on se restreint à l'onde diffusée par réflexion, les expressions :

$$(11) \quad \begin{aligned} J_{11}^0(\theta) &\sim \frac{1}{4} \frac{a^2}{r^2} \left[\frac{\cos(\theta/2) - \sqrt{m^2 - \sin^2(\theta/2)}}{\cos(\theta/2) + \sqrt{m^2 - \sin^2(\theta/2)}} \right]^2, \\ J_{11}^0(\theta) &\sim \frac{1}{4} \frac{a^2}{r^2} \left[\frac{m^2 \cos(\theta/2) - \sqrt{m^2 - \sin^2(\theta/2)}}{m^2 \cos(\theta/2) + \sqrt{m^2 - \sin^2(\theta/2)}} \right]^2. \end{aligned}$$

L'intensité diffusée par la sphère dans une direction déterminée, après deux réfractions, est donnée par

$$(12) \quad J_1^1(\theta) = \frac{a^2}{r^2} \frac{4 m^4}{(m^2 - 1)^4} \frac{[m \cos(\theta'/2) - 1]^3 [m - \cos(\theta'/2)]^3}{[m^2 - 2 m \cos(\theta'/2) + 1]^2 \cos(\theta'/2)},$$

$$J_{11}^1(\theta) = \frac{a}{r^2} \frac{4 m^4}{(m - 1)^4} \frac{[m \cos(\theta'/2) - 1]^3 [m - \cos(\theta'/2)]^3}{[m^2 - 2 m \cos(\theta'/2) + 1]^2 \cos^5(\theta'/2)},$$

avec $\theta = \pi + \theta'$ et $0 \leq \theta \leq 2 \arccos(1/m)$.

2. Observation directe d'une goutte d'eau éclairée latéralement. — Lorsqu'on observe au microscope une goutte d'eau à l'état libre, éclairée par le système ordinaire, on obtient une image circulaire nette en faisant la mise au point sur le contour de la goutte. La goutte se comporte comme un dioptré sphérique avec ou sans réflexion interne et comme un miroir convexe sphérique.

Si la mise au point est effectuée dans le plan diamétral de la goutte perpendiculaire à l'axe du microscope, seul le deuxième processus intervient dans la formation de l'image et on observe un anneau brillant.

Si maintenant, on examine la gouttelette non plus suivant l'axe du condenseur, mais perpendiculairement à celui-ci, comme c'est le cas dans l'appareil que nous étudions ici, on observe trois images d'origines différentes, qui correspondent à la lumière réfléchie à la surface extérieure de la goutte, à la lumière transmise directement par la goutte, c'est-à-dire après deux réfractions, et enfin à la lumière transmise par la goutte après deux réflexions internes successives et deux réfractions (fig. 8, planche II).

Les dimensions de la gouttelette observée sont faibles devant les autres dimensions du système, notamment devant celles de la source et de son image. Dans ces conditions, on peut admettre que tout se passe comme si la goutte était éclairée par un ensemble de faisceaux lumineux parallèles dont les axes convergent au centre de la goutte. Cette façon de voir permet d'appliquer les résultats de Wiener basés sur les lois de la réflexion et de la réfraction, qui donnent l'intensité lumineuse diffusée par unité d'angle solide par une goutte éclairée par un faisceau parallèle dans une direction faisant un angle θ quelconque avec l'axe du faisceau, et ceci pour chaque processus contribuant à la formation des trois images. De cette manière il est possible de calculer l'intensité lumineuse et l'état de polarisation de ces images. Nous n'entrerons pas dans les détails du calcul qui a fait l'objet d'un autre travail [23]; cependant nous rappelons quelques résultats dont nous aurons besoin par la suite.

Si e est l'éclairement produit à la hauteur de la goutte de rayon a par un faisceau de rayons parallèles et I l'intensité lumineuse diffusée sous un angle θ avec la direction du faisceau incident, pour chaque catégorie d'images, on a

$$(13) \quad I = e \pi a^2 f(\theta).$$

La fonction de diffusion de Wiener $f(\theta)$ a été calculée par Wiener [20] dans des directions faisant des angles variant de 5° en 5° avec la lumière incidente, en tenant compte de la lumière ayant subi jusqu'à trois réflexions internes à l'intérieur de la goutte.

PLANCHE I

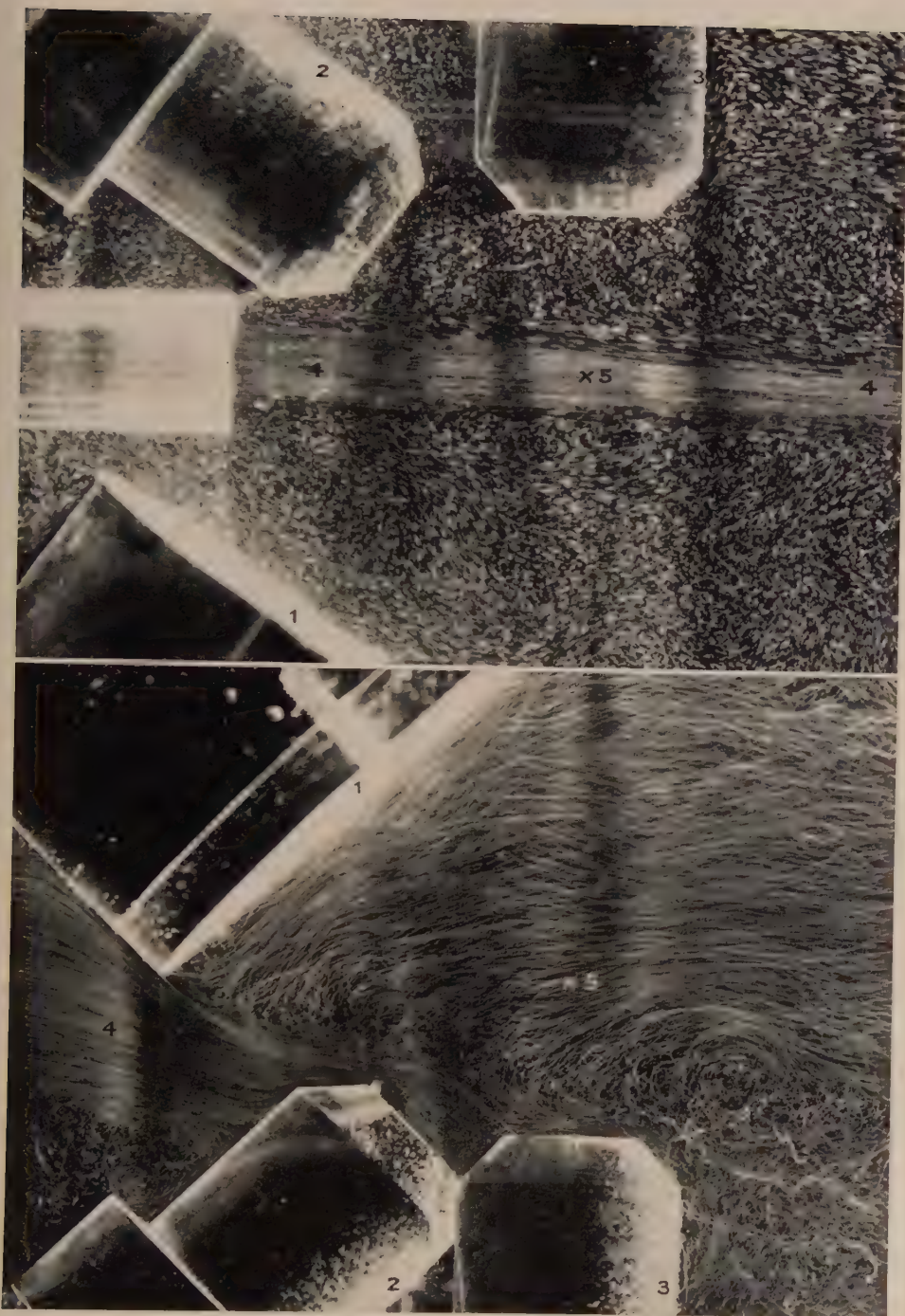


FIG. 2 et 3. — 1, obstacle représentant le condenseur; 2 et 3, obstacles figurant les objectifs de microscope montés respectivement sur le granulonébulomètre et sur l'appareil de mesure de vitesse des particules; 4, lignes de courant de l'écoulement; 5, champ de l'appareil.

PLANCHE II



FIG. 7.



FIG. 8.

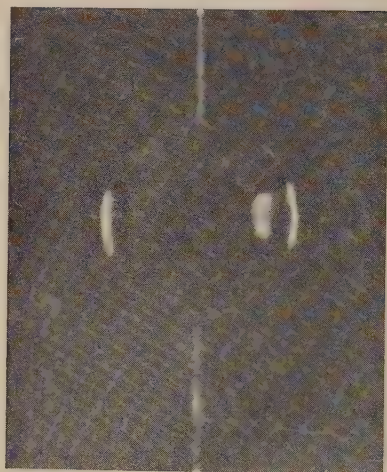


FIG. 9.

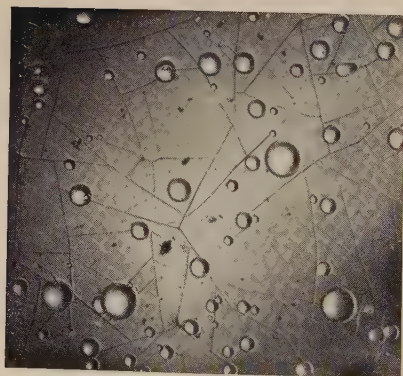


FIG. 14.

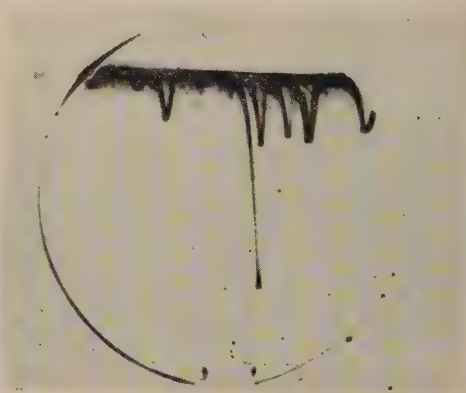


FIG. 15.

En fait, la goutte est éclairée par un faisceau convergent ; l'élément de flux qui vient la frapper est compris dans un cône d'angle solide $d\omega$ et sera, par conséquent, proportionnel à la quantité $\sin \alpha \, d\alpha \, d\varphi$.

Le flux élémentaire correspondant, diffusé par la goutte dans la direction faisant un angle α avec le faisceau incident sera proportionnel à $\sin \alpha \, d\alpha \, d\varphi \, d\theta$ et l'intensité totale diffusée par la goutte dans la direction θ sera proportionnelle à l'intégrale

$$(14) \quad I_C = \int_0^U \int_0^{2\pi} f(\theta) \sin \alpha \, d\alpha \, d\varphi ;$$

θ est défini par

$$(15) \quad \cos \theta = \cos \alpha \cos \alpha' + \sin \alpha \sin \alpha' \cos \varphi,$$

U représente l'ouverture du condenseur. Le flux que reçoit l'objectif du microscope est proportionnel à

$$(16) \quad I = \int_{-u/2}^{+u/2} 2\pi I_C(\alpha') \sin \left(\frac{\pi}{2} - \alpha' \right) d\alpha',$$

où α' est l'angle sous lequel la goutte est observée et u l'ouverture de l'objectif.

Nous avons calculé ces intégrales au cours du travail cité précédemment, dans des conditions correspondant au système optique décrit ci-dessus ($U = 64^\circ$ et $u = 24^\circ$) et en posant, d'après (14),

$$I_C = \sum_0^U \sum_0^{2\pi} f(\theta) \sin \alpha \, \Delta\alpha \, \Delta\varphi,$$

avec $0 < \alpha < 30^\circ$, $\Delta\alpha = 5^\circ$, $0 < \varphi < 2\pi$ et $\Delta\varphi = 10^\circ$. θ est défini par l'équation (15) où $\alpha' = 90^\circ$ [afin de simplifier le calcul, on a supposé que l'intensité des images n'est pas sensiblement modifiée quand α' varie entre $90^\circ - (u/2)$ et $90^\circ + (u/2)$] ; $f(\theta)$ est emprunté à la table IV de Wiener [20]. On trouve que les intensités lumineuses des images présentées par la goutte sont proportionnelles aux valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} i'_1 &= 0,474, & i'_2 &= 0,185, & i'_3 &= 0,071; \\ i''_1 &= 0,049, & i''_2 &= 0,410, & i''_3 &= 0,016. \end{aligned}$$

Les i' correspondent à la lumière dont la vibration est perpendiculaire au plan contenant l'axe du condenseur et la direction d'observation. Les i'' correspondent à la lumière dont la vibration est contenue dans le plan que nous venons de définir. Les indices 1 correspondent à la lumière réfléchiée à la surface externe (image située du côté de la source lumineuse). Les indices 2 correspondent à la lumière transmise après deux réfractions (image située à l'opposé de la source lumineuse). Les indices 3 correspondent à la lumière transmise après deux réfractions et deux réflexions internes (troisième image). Les intensités totales des trois images sont proportionnelles à

$$i_1 = i'_1 + i''_1 = 0,523, \quad i_2 = i'_2 + i''_2 = 0,595 \quad \text{et} \quad i_3 = i'_3 + i''_3 = 0,087.$$

La figure 9 (planche II) montre la même goutte de 50μ photographiée en lumière polarisée, le vecteur lumineux étant perpendiculaire au plan d'incidence.

Dans le cas d'une goutte parfaitement absorbante, la lumière relative au faisceau transmis après deux réfractions et au faisceau transmis après deux réfrac-

tions et deux réflexions successives, est complètement absorbée. Le signal correspondant serait 33 % de celui que l'on aurait pour une goutte d'eau de même dimension.

3. *Calcul du flux reçu par la photocathode du photomultiplicateur lorsqu'une goutte de diamètre d traverse le champ ou s'y trouve immobilisée.* — Nous avons vu (§ I.2.2) qu'il est possible de calculer l'intensité totale diffusée par une goutte dans la direction faisant l'angle α avec la direction de la lumière incidente [6].

Connaissant les valeurs de I_1 et I_2 [relation (16)] à 90° et à 0° , on va calculer le flux envoyé sur la photocathode par une goutte de diamètre d (μ) tel que les résultats de Wiener soient applicables.

La source S émet 9 500 lm dans l'angle solide 4π . La lentille L d'ouverture 64° reçoit un flux $\Phi = 9\,500 \times 2\pi(1 - \cos 32^\circ)/4\pi = 722$ lm. Le flux reçu par l'image I est égal, au facteur de transmission près, au flux reçu par L, c'est-à-dire égal à 722 lm. L'éclairement de I est

$$E = \frac{\Phi}{S} = \frac{722}{0,48 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-3}} = 1\,504 \text{ lx},$$

c'est aussi l'éclairement de la goutte.

Le flux reçu par la goutte est $\Phi_{\text{reçu}} = E d^2/4 = 1,18 \cdot 10^{-3} d^2$ lm, où d est exprimé en microns, ce qui donne, pour l'intensité de la goutte, $I_G = 1,18 \cdot 10^{-3} d^2/4\pi$.

En supposant la goutte parfaitement transparente et en admettant l'indicatrice de diffusion uniforme, le flux diffusé par la goutte dans l'angle solide correspondant à l'ouverture $u = 24^\circ$ de l'objectif, serait

$$\Phi_{\text{diffusé}} = I_G 2\pi(1 - \cos 12^\circ) = 0,012\,98 \cdot 10^{-3} d^2 \text{ lm}.$$

En réalité, la diffusion n'est pas uniforme dans toutes les directions. Par conséquent, pour obtenir la valeur du flux réellement diffusé par la goutte à 90° dans l'angle u , il faut multiplier la valeur maximum déterminée ci-dessus, par un facteur correctif $f(\theta, U, u)$ qui dépend des ouvertures U et u du condenseur et de l'objectif, et aussi de la fonction de diffusion $f(\theta)$. En effet, nous avons vu (§ I.2.2) que le flux diffusé par une goutte éclairée dans les conditions de l'expérience, est proportionnel à

$$I = 2\pi \int_{-u/2}^{+u/2} I(\alpha) \sin u \, du,$$

ce qui donne, tous calculs faits, $I_1 = 2\pi 0,832$ à 90° et $I_2 = 2\pi 68,2$ à 0° , d'où $f(\theta, U, u) = I_1/I_2 = 0,832/68,2 = 0,013$.

Finalement, le flux reçu par le microscope d'observation, donc par la photocathode, est

$$\Phi_{\text{diffusé}} = 0,012\,98 \cdot 10^{-3} d^2 f(\theta, U, u) = 0,158 \cdot 10^{-6} d^2 \text{ lm}.$$

En tenant compte des facteurs de transmission des lentilles (optique traitée, 0,67) et du facteur de réflexion des deux miroirs M_1 et M_2 (surfaces aluminées, 0,92), on récupère seulement 62 % de la lumière incidente.

Le flux réellement reçu par la photocathode est ainsi

$$(17) \quad F = 0,158 \cdot 10^{-6} d^2 0,62 = 0,98 \cdot 10^{-6} d^2 \text{ lm},$$

d étant exprimé en microns. Or, le photomultiplicateur donne environ 60 A/lm,

soit $60 \cdot 10^4$ V/lm (résistance de charge, 10 000 Ω). Donc le signal recueilli sur l'oscilloscope sera

$$(17') \quad \mathcal{S} = 60 \cdot 10^4 \cdot 0,098 \cdot 10^{-6} d^2 \text{ V} = 59 d^2 \text{ mV}.$$

Pour une goutte de diamètre $d = 9 \mu$, le signal doit être $\mathcal{S} = 4780$ mV. L'expérience montre qu'une goutte de 9μ donne un signal de 5 500 mV.

La concordance des résultats est satisfaisante, si l'on considère que le rendement de 60 A/lm n'est qu'une valeur minimum et approximative.

4. *Variation de l'intensité lumineuse diffusée par une goutte en fonction de l'angle de diffusion* [2]. — La figure 10 représente les variations du courant

anodique en fonction de l'angle α de la direction de l'axe du microscope avec la direction du faisceau incident lorsqu'on observe, avec l'appareil, une goutte de rayon déterminé (courbe en trait plein). Ceci donne en valeur relative, les variations de l'intensité diffusée par la goutte en fonction de l'angle α . D'autre part, nous pouvons calculer ces variations à partir de l'expression (16) (courbe en pointillé). Ces courbes expérimentale et théorique, n'étant valables qu'en valeurs relatives, ont

été raccordées pour $\alpha = 50^\circ$. On constate un bon accord entre les résultats du calcul et ceux des mesures, bien que le flux diffusé au voisinage de la direction perpendiculaire à celle de la lumière incidente soit légèrement supérieur à celui que prévoit la théorie : ceci est en accord avec les résultats que nous avons obtenus au paragraphe I.2.2 et a déjà été signalé [24].

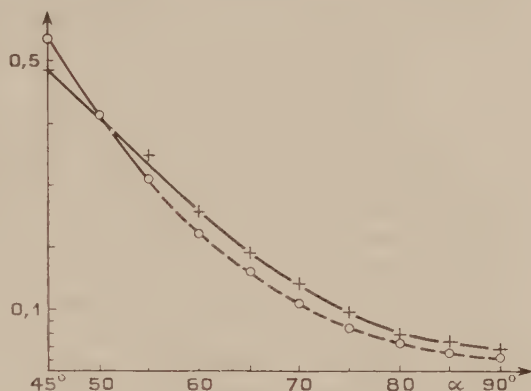


FIG. 10. — En ordonnée, amplitude du signal $\times 100/0,074$ mA.

5. *Influence de l'indice de réfraction sur l'intensité lumineuse diffusée par une goutte*. — A partir des résultats numériques obtenus par Hodgkinson [25] pour des indices compris entre 1,2 et 2 et dans le cas où $d > 10 \lambda$, nous avons tracé les courbes donnant l'intensité diffusée par une particule sphérique (intensité diffusée par réflexion interne et intensité diffusée après deux réfractions pour les deux états de polarisation), en fonction de l'angle de diffusion θ (angle que fait la direction du faisceau diffusé avec la direction de propagation du faisceau incident).

On constate que toutes ces courbes se coupent pour un angle θ voisin de 40° . C'est en effet pour $\theta = 40^\circ$ que l'intensité diffusée est le moins affectée par l'indice de la particule diffusante. Lorsque cet indice varie entre 1,3 et 2, la variation relative de l'intensité diffusée est de 24 %.

On a négligé la lumière transmise par la goutte après deux réfractions et deux

réflexions internes, mais il est facile de se rendre compte qu'elle intervient peu à 40° et n'entraîne qu'une erreur inférieure à 4 %. De plus, l'intensité diffusée à 40° est environ cent fois plus élevée qu'à 90° :

$$(i_1 + i_2)_{\text{eau}} = 0,175 \text{ à } 40^\circ, \quad (i_1 + i_2)_{\text{eau}} = 0,0019 \text{ à } 90^\circ.$$

Ce résultat pourrait être mis à profit en inclinant la direction d'observation des gouttes de 40° « vers l'avant » sur l'axe optique du condenseur. Malheureusement cet avantage ne se confirme pas pour les plus faibles valeurs de $2\pi a/\lambda$; on constate que les variations d'intensité avec l'indicié sont beaucoup plus compliquées dans le cas des petites particules, quelle que soit la direction d'observation, et nous n'avons réussi à mettre en évidence aucune relation analogue à celle de Hodgkinson, applicable dans ce domaine de dimensions. En se reportant aux résultats de Penndorf [15] et Lowan [17], on remarque en effet que pour un diamètre donné, les valeurs de i_1 et i_2 peuvent doubler et même parfois tripler, lorsque m varie de 1,2 à 1,5.

Les quantités i_1 et i_2 considérées correspondent à l'intensité diffusée, dans une direction donnée, par une goutte éclairée par un faisceau parallèle. En réalité, nous éclairons la goutte par un faisceau convergent d'ouverture U ; dans ces conditions, l'intensité diffusée par la goutte est obtenue, comme nous l'avons vu au paragraphe I.2.2, en intégrant sur l'ouverture U . De plus, l'intensité diffusée recueillie par l'objectif, correspond à celle qui est diffusée dans un angle solide d'ouverture u (u étant l'ouverture de l'objectif). Ces deux intégrations successives sur U et u ont pour résultat d'atténuer les oscillations de la courbe qui donne l'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion, pour une dimension de goutte donnée et un indice de réfraction donné.

À titre d'exemple, nous donnons les valeurs de $i_1 + i_2$ pour $\alpha = 2\pi a/\lambda = 6$, $\theta = 90^\circ$, $m = 1,33$, 1,55 et 2, obtenues après intégration sur U :

m	1,33	1,55	2
$(i_1 + i_2)_{90^\circ}$	525,7	1 182,7	905,1

Dans l'observation à 40°, si on assimile une particule d'indice m compris entre 1,2 et 2 à une goutte d'eau, l'erreur commise sur le diamètre passe de moins de 10 % pour $\alpha \geq 15$ à plus de 50 % pour $\alpha \leq 6$, les valeurs de $(i_1 + i_2)$ à 40°, intégrées sur U , étant 6 025,852 4 pour $m = 1,55$ et 14 578,781 0 pour $m = 1,33$, pour $\alpha = 6$. On voit donc que l'emploi théorique de l'appareil incliné de 40° « vers l'avant » sur l'axe du condenseur ne supprime l'influence de l'indice que pour des particules de diamètre supérieur à 2,5 μ .

En fait, l'élimination de l'influence de l'indice par l'inclinaison de l'appareil est irréalisable.

En effet, lorsqu'on vise à 40°, le volume éclairé utile « vu » par le granulonébulo-mètre n'a plus une forme géométrique simple par rapport à l'objectif ; en particulier, il va être plus profond (512 μ au lieu de 250 μ) et surtout beaucoup moins large (104 μ au lieu de 460 μ), ce qui augmente, dans des proportions inacceptables, l'erreur due à l'effet de bords et nous oblige à rejeter cette solution d'observation à 40°, également pour des grosses et moyennes particules.

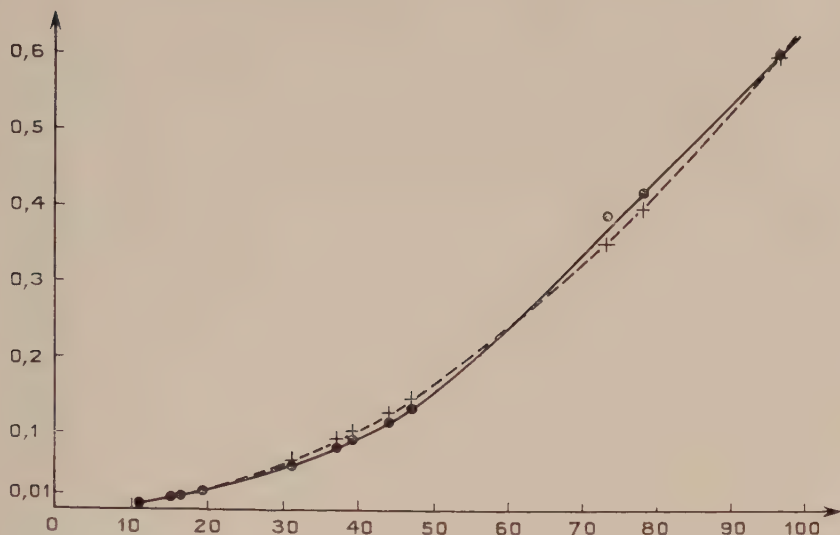


FIG. 11. — En abscisse, diamètre des gouttes en microns ; en ordonnée, amplitude du signal $\times 5 \cdot 10^5 / 0,75$ mV.

6. *Variation de l'intensité lumineuse diffusée par une goutte en fonction de son diamètre* [2] (*courbe d'étalonnage*). — On se place dans le cas où l'axe du microscope d'observation est perpendiculaire à l'axe du condenseur, c'est-à-dire à 90° de la lumière incidente, et on opère avec des gouttes dont le diamètre est compris entre 6μ et 96μ . Les gouttes de différentes dimensions sont recueillies sur un fil d'araignée exposé à la pulvérisation d'un nébuliseur médicamenteux. On fait défiler ce fil au centre du champ, en le déplaçant dans le sens de la longueur de manière à avoir une seule goutte à la fois dans le champ. On peut alors, soit mesurer le courant anodique avec un milliampèremètre, soit lire sur l'oscilloscope le signal $\mathcal{S}$ (mV) correspondant au flux lumineux diffusé par les gouttes. Pour connaître le flux diffusé par une goutte isolée, il suffit de soustraire du flux total reçu, le flux diffusé par la même portion de fil dépourvu de goutelette.

Ensuite, tout l'ensemble du système miroir-photomultiplicateur, est remplacé par l'objectif ($\times 60$) et par un oculaire ($\times 17$) muni d'un micromètre, ce qui permet de mesurer le diamètre d des gouttes.

La figure 11 représente les variations du signal mesuré, c'est-à-dire du flux diffusé en fonction des dimensions des gouttes $\mathcal{S}$ (mV) = $f[d(\mu)]$ (courbe en trait plein). Sur la même figure, on a représenté les mêmes variations calculées en admettant que le flux diffusé est proportionnel au carré du rayon de la goutte, en se raccordant pour un diamètre de 96μ . On voit que les deux courbes sont concordantes : le flux diffusé par une goutte est bien proportionnel au carré du rayon de la goutte, du moins jusque $d = 6 \mu$. Mais lorsqu'on étudie des particules de diamètre inférieur à 10 fois la longueur d'onde utilisée, on a vu que la théorie de Wiener doit être abandonnée au profit de la théorie plus générale de Mie [14] (§ I.2.1), dont les résultats ont été calculés par Penndorf [26].

A l'aide des tables de Penndorf valables pour des particules sphériques d'indice

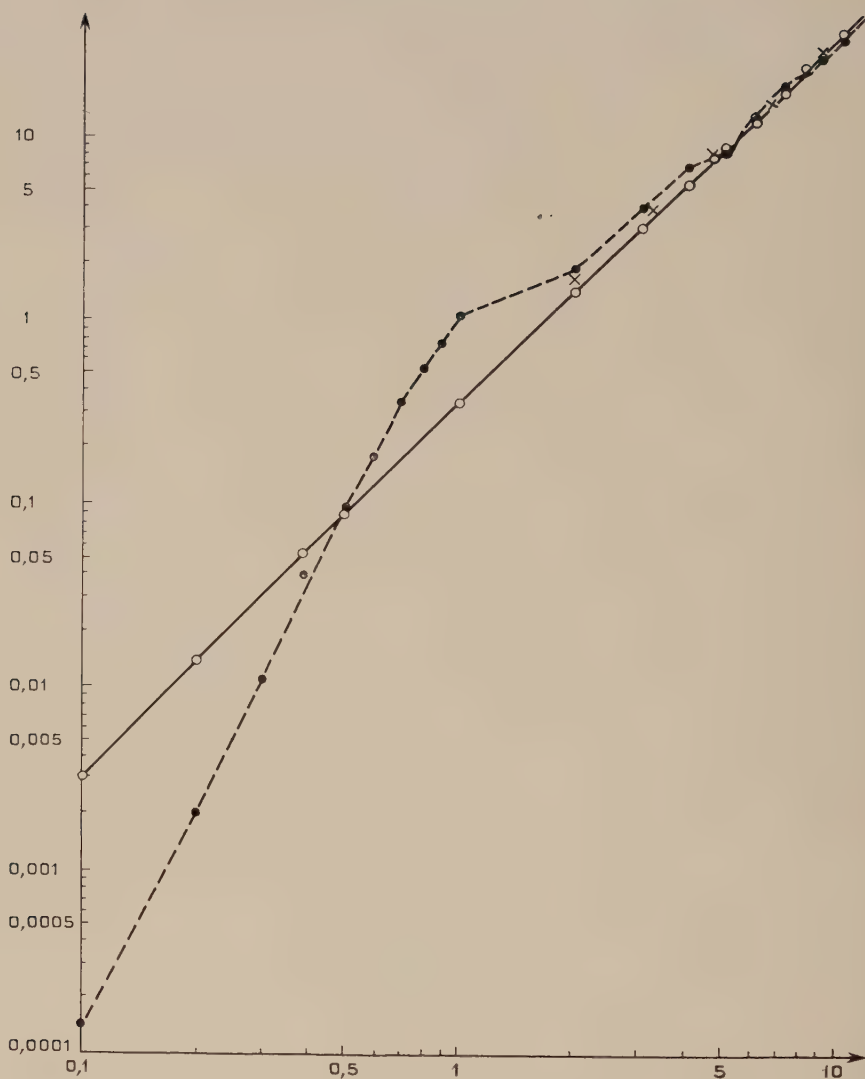


FIG. 12. — En abscisse, diamètre des gouttes en microns ; en ordonnée, signal (en volts) à la sortie du photomultiplicateur. Résultats de Mie, calculés par Penn-dorf (---) et de Wiener (—) ; × points expérimentaux.

1,33 (eau), on a pu tracer la courbe d'étalonnage théorique de l'appareil pour les très petites gouttes. La figure 12 montre les résultats comparés de Mie et de Wiener.

Pour les gouttes dont le diamètre est inférieur à $6\ \mu$, on ne peut plus procéder à un étalonnage direct précis, le flux diffusé par la goutte n'étant plus mesurable par rapport à celui qui est diffusé par le fil d'araignée dépourvu de goutte. On peut tout au plus obtenir une courbe statistique moyenne qui a seulement une

valeur d'indication et occupe une position intermédiaire entre la représentation de Wiener et celle de Penndorf.

II. Etude des aérosols artificiels et naturels

1. **Granulométries comparées à celles du « cascade impactor ».** — L'appareil précédemment décrit a été expérimenté dans la chambre à brouillard de Bellevue [7] et ses résultats ont été comparés à ceux donnés par le « cascade impactor » [27] muni de films [28] Kodak au collargol (méthode de captation par chocs, valable en toute rigueur pour les gouttes d'assez grande dimension).

Tout l'appareil baigne dans un brouillard, dont les caractéristiques peuvent être modifiées à volonté, obtenu à l'aide de pulvérisateurs à air comprimé placés à la partie supérieure d'une pièce d'environ 80 m³.

La figure 13 représente, en trait plein, la courbe de distribution directement obtenue avec le granulonébulo-mètre, en tirets, la même courbe après correction, c'est-à-dire compte tenu du coefficient de captation de l'appareil, et enfin en pointillé la courbe donnée par le « cascade impactor ». La figure 14 (planche II) montre la photographie de l'un des films porté par une plaque du cascade impactor. On a admis que le coefficient d'étalement [28] pour le film employé est de 0,43 (diamètre réel = diamètre mesuré $\times$ 0,43). La figure 15 (planche II) représente un aspect de l'écran de l'oscilloscope au cours d'une granulométrie. On voit que les résultats des deux méthodes sont concordants pour les brouillards dépourvus de fines gouttelettes (diamètre supérieur à 3 μ).

En même temps que l'on effectue la granulométrie, on mesure la masse d'eau condensée, en pesant la quantité d'eau retenue par un tube rempli de coton de verre préalablement saturé et traversé par un volume d'air connu.

Nous avons comparé les résultats obtenus à ceux que l'on déduit de la granulométrie à partir du nombre N_i de gouttes détectées dans chaque intervalle de la statistique et du volume moyen v_i de ces gouttes. Avec l'ensemble de comptage, le nombre de gouttes qui passent par seconde (donc la masse d'eau) est obtenu immédiatement dans chaque intervalle. Dans le cas où le détecteur est un oscilloscope, cette masse d'eau s'ob-

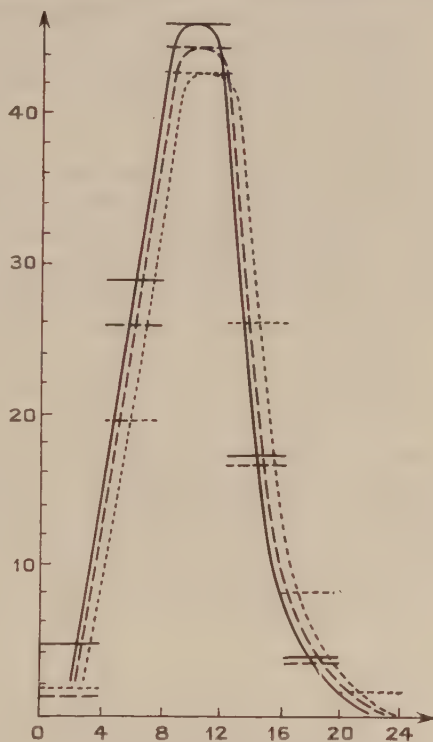


FIG. 13. — En abscisse, diamètre des gouttes en microns; en ordonnée, fréquence des gouttes en pour cent. Granulométrie photoélectrique directe (———), après correction (-----), « cascade impactor » (.....).

tient par un calcul très simple faisant intervenir la durée de la granulométrie.

Connaissant le débit du courant d'air qui traverse le champ du granulomètre, $D \text{ (m}^3/\text{s)} = 0,004 \text{ l.} \cdot 10^{-6} V$, où V est la vitesse du courant d'air exprimé en centimètres par seconde (§ I.1.2 F), il est facile d'obtenir la teneur en eau du brouillard. L'erreur constatée entre les teneurs en eau mesurées par la méthode du coton de verre et calculées à partir des granulométries est de l'ordre de 2 %.

2. Etude des brouillards volatils. — Envoyons un jet d'air renfermant des gouttelettes d'eau dans de l'air calme ; il est bien évident que si l'air qui compose le jet n'est pas saturé, les gouttelettes vont s'évaporer. Nous nous proposons d'étudier comment s'effectue l'évaporation.

1. Caractéristiques générales d'un jet. — Rappelons brièvement les définitions qui permettent la caractérisation complète d'un jet.

Dans un jet libre tel que celui que nous étudions ici, on distingue quatre zones principales qui peuvent être définies par la loi de variation de la vitesse maximum, c'est-à-dire de la vitesse suivant l'axe du jet, en fonction de la distance X comptée à partir de la buse de sortie du jet [11, 29, 30].

Dans la première zone, très courte, qui s'étend sur une distance X égale à 4 fois le diamètre de la buse de sortie du jet (environ 8 mm, ici), la vitesse maximum du courant d'air reste pratiquement inchangée par rapport à la vitesse de sortie.

Dans la plus grande partie de la deuxième zone, qui est une zone de transition et s'étend à environ 8 diamètres pour une sortie circulaire, la vitesse maximum varie comme l'inverse de la racine carrée de la distance X .

Dans la troisième zone, très importante, s'étendant sur une distance de 25 à 100 diamètres selon la surface de sortie du jet, la vitesse initiale et les dimensions de l'espace dans lequel est envoyé le jet, la vitesse est inversement proportionnelle à la distance X .

Enfin, dans la quatrième zone, terminale, la vitesse maximum décroît rapidement, en quelques diamètres, jusqu'à atteindre une valeur négligeable, du moins dans le cas où le jet est envoyé dans un espace libre sans effet de paroi.

Dans tout ce qui suit, nous nous plaçons dans la zone 3 où la vitesse suivant l'axe du jet est donnée [11, 31] par la relation (2) que nous avons quantitativement vérifiée au paragraphe I.1.2 F.

On définit, toujours dans la zone 3 et pour un jet circulaire, le rapport d'entraînement du jet [11]

$$(18) \quad \frac{Q_X}{Q_0} = \frac{2}{K'} \frac{X}{\sqrt{A_0}},$$

où X est l'abscisse du point considéré comptée à partir de l'origine du jet, Q_X le débit de l'écoulement en ce point, Q_0 le débit à l'origine, K' une constante [11] égale à 7 et A_0 la section du jet à l'origine. Cette relation nous renseigne sur le mélange du jet avec l'air ambiant et nous permettra ultérieurement de calculer la température et l'humidité relative en chaque point de l'axe du jet, en l'absence d'évaporation.

Le profil des vitesses dans le jet peut être calculé à partir de [11]

$$(19) \quad (r/r_{0,5})^2 = 3,3 \log(V_X/V),$$

où V est la vitesse au point considéré situé à une distance r de l'axe, V_X la vitesse suivant l'axe dans la même section droite du jet et $r_{0,5}$ la distance à l'axe du jet, à laquelle la vitesse est la moitié de ce qu'elle est sur l'axe ($V = 0,5 V_X$).

Connaissant l'étendue du champ du granulonébulomètre, il est possible de calculer la variation de vitesse dans ce champ, aux différentes distances X , aussi bien en hauteur qu'en profondeur. Le calcul montre qu'à la distance $X = 5$ cm, où elle est maximum dans le cas de nos expériences, elle ne dépasse pas 4 %.

Le tableau III donne les caractéristiques du jet utilisé.

TABLEAU III

X (cm)	V_X (m/s)	Q_X/Q_0
5	13,9	8
10	6,9	16
15	4,6	24
20	3,4	32
25	2,4	40

2. *Etude expérimentale de l'évaporation d'un jet de gouttelettes d'eau pulvérisée dans l'air ambiant.* — Reprenons le montage utilisé au paragraphe I.1. 2 F où un nuage de gouttelettes d'eau est envoyé par un aéroliseur dans le champ du granulonébulomètre, l'origine du jet étant à une distance variable X du champ de l'appareil.

Les gouttes sont entraînées par l'air du jet et peuvent être considérées comme étant immobiles par rapport à lui (on néglige leur vitesse de chute par rapport à l'air). On a donc à étudier l'évaporation de gouttes d'eau immobiles dans de l'air dont les propriétés se modifient au cours du temps (c'est-à-dire lorsque X varie), du fait des mélanges entre le jet et l'air ambiant dans lequel on envoie le jet.

Les granulométries étudiées ici sont pratiquement monodispersées, c'est-à-dire qu'en première approximation on peut confondre, pour chacune d'elles, les rayons moyens volumique r_v et arithmétique r_a définis par

$$(20) \quad r_v = \sqrt[3]{\sum r_k^3 N_k/N} \quad \text{et} \quad r_a = \sum r_k N_k/N,$$

où N_k est le nombre, par centimètre cube d'air, de gouttes de rayon r_k dans l'intervalle k de la statistique et N le nombre total de gouttes détectées par centimètre cube dans la granulométrie. Si l'on appelle ce rayon r , les mesures montrent que lorsque X passe de 5 à 25 cm, c'est-à-dire en $50 \cdot 10^{-3}$ s, r varie de 2,01 à 1,12 μ .

De plus, connaissant la granulométrie et le débit en un point X quelconque de l'axe du jet, il est possible de déterminer le poids d'eau P_X contenu par centimètre cube d'air étudié en ce point :

$$P_X = \sum \frac{4}{3} \pi r_k^3 N_k \delta,$$

où N_k est le nombre de gouttes de rayon r_k détectées par centimètre cube d'air à la distance X , k l'intervalle de la statistique et δ la densité de l'eau (égale à 1).

Au phénomène d'évaporation qui modifie les dimensions et la concentration relative des gouttelettes par centimètre cube d'air, se superpose un effet d'épaississement du jet qui se traduit par une diminution de la concentration en particules. Le poids d'eau détecté P_X doit donc être multiplié par le facteur

d'entraînement Q_X/Q_0 [défini par la relation (18)] au point considéré X , pour donner le poids d'eau présent par centimètre cube d'air en ce point.

Dans ces conditions, on trouve $0,26 \cdot 10^{-6}$ g d'eau liquide par centimètre cube d'air à la distance $X = 5$ cm de l'origine du jet. Aux distances X égales respectivement à 10, 15, 20 et 25 cm, c'est-à-dire au bout de $5 \cdot 10^{-3}$, $14 \cdot 10^{-3}$, $26 \cdot 10^{-3}$ et $50 \cdot 10^{-3}$ s, 45, 69, 81 et 94 % de cette quantité se sont évaporés.

3. Interprétation. — A) ETUDE DE L'ÉVAPORATION DE GOUTTES D'EAU IMMOBILES DANS L'AIR NON SATURÉ D'HUMIDITÉ. — La vitesse d'évaporation d'une goutte au repos par rapport à l'air est déterminée par les lois classiques de la diffusion moléculaire de la vapeur; elle dépend du gradient de concentration de vapeur entre la surface de la goutte et l'air environnant. Il est donc nécessaire de connaître la concentration de la vapeur au voisinage immédiat de la surface de la goutte, que l'on évalue comme la concentration de vapeur saturée à la même température. Or cette température, par suite des échanges thermiques qui interviennent lors de l'évaporation, est différente de la température de l'air. On est donc conduit au préalable à étudier ces échanges thermiques et à déterminer la température de la goutte au cours de son évaporation.

a) *Calcul de la température de la goutte.* — Si Θ et Θ_0 , ρ et ρ_0 représentent la température et la densité de vapeur dans l'air et au voisinage immédiat de la goutte, on écrira [32, 33]

$$(21) \quad \Theta - \Theta_0 = \frac{\mathcal{D} \mathcal{L}}{\mathcal{K}} (\rho - \rho_0),$$

où $\mathcal{D}$ désigne le coefficient de diffusion de la vapeur à une température moyenne entre celle de la goutte et celle de l'air (on prendra cette dernière en première approximation), $\mathcal{L}$ la chaleur de vaporisation de l'eau et $\mathcal{K}$ le coefficient de conductibilité thermique de l'air.

La relation (21) peut encore s'écrire [32]

$$(22) \quad \Theta - \Theta_0 = \frac{\mathcal{D} \mathcal{L} \mathcal{M}}{R \mathcal{K} \bar{T}} (p_0 - p);$$

p_0 et p sont les pressions de vapeur au voisinage de la goutte et dans l'air, $\bar{T}$ la moyenne des températures absolues de l'air et de la goutte et $\mathcal{M}$ le poids moléculaire de la vapeur. Pratiquement, on prend pour $\bar{T}$ la température moyenne entre celle du jet et la température humide dans le jet. Le calcul montre, en effet, qu'en première approximation, la température des gouttes d'eau est voisine de la température humide du jet [34]. Remarquons que ce résultat valable pour l'eau, n'est pas général, comme le montrent les mesures effectuées par Green & Lane [33] sur d'autres liquides volatils.

b) *Durée d'évaporation.* — On démontre que la masse de vapeur d'eau qui se condense sur une goutte de rayon r (ou qui s'évapore) pendant le temps dt est donnée par la relation [32]

$$(23) \quad dm = 4 \pi \mathcal{D} r (\rho - \rho_0) dt,$$

où $\mathcal{D}$, ρ et ρ_0 gardent la même signification que précédemment. Si la goutte est au repos par rapport à l'air environnant ou si elle se trouve en suspension dans

un courant d'air et entraînée à la même vitesse, $\mathcal{D}$ est le coefficient de diffusion moléculaire.

Dans le cas présent, on a affaire non à une goutte isolée, mais à un ensemble de gouttes ; la relation précédente permet d'écrire que la masse dM de vapeur d'eau qui s'évapore pendant le temps dt vérifie

$$(23') \quad \frac{dM}{dt} = 4 \pi \mathcal{D} (\rho - \rho_0) \sum N_k r_k.$$

D'autre part, la masse d'eau évaporée par une goutte de rayon r pendant dt étant égale à $4 \pi r^2 dr/dt$, on peut encore écrire

$$(24) \quad \frac{dM}{dt} = 4 \pi \sum N_k r_k^2 \frac{dr_k}{dt}.$$

Les granulométries étudiées pouvant être considérées comme monodispersées, l'égalité des expressions (23') et (24) conduit à

$$(25) \quad r \frac{dr}{dt} = \mathcal{D} (\rho - \rho_0).$$

Le temps nécessaire au passage du rayon de la valeur r_2 à la valeur r_1 est donné par [35]

$$(26) \quad t_2 - t_1 = \int_{r_2}^{r_1} \frac{r dr}{\mathcal{D} (\rho - \rho_0)}.$$

En fait, ceci n'est valable [35] que pour des gouttes dont le rayon est grand par rapport au libre parcours moyen des molécules de vapeur dans l'air (10^{-6} cm environ). Etant données les dimensions des gouttes étudiées ($r > 1 \mu$), on peut admettre que cette condition est remplie. On obtient alors

$$(27) \quad t_2 - t_1 = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2} \frac{1}{\mathcal{D} (\rho - \rho_0)} = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2} \frac{R \bar{T}}{\mathcal{D} \mathcal{M} (p - p_0)},$$

$\bar{T}$ désignant la température moyenne entre celle de l'air et celle de la goutte, à condition que la température des gouttes reste constante pendant toute la durée de l'évaporation (ceci est approximativement vérifié par le fait constaté que la température humide reste constante dans le jet chargé de gouttelettes).

B) DISCUSSION DES RÉSULTATS. — Connaissant la température ($17,9^\circ$ C) et l'humidité relative (75,5 %) de l'air ambiant, la température de soufflage (température de rosée des gouttes s'il y a saturation à la sortie du pulvérisateur), ainsi que le rapport d'entraînement Q_X/Q_0 et en supposant l'air soufflé saturé en vapeur d'eau, il est facile de connaître la température et l'humidité relative que l'on aurait en un point quelconque X de l'axe du jet, en l'absence d'évaporation. Lorsque X passe de 5 à 25 cm, on trouve par le calcul que la température dans le jet varie de $17,4$ à $17,8^\circ$ C, alors que l'humidité relative varie de 79 à 75,6 %.

Les granulométries effectuées à différentes distances X de l'origine du jet nous permettent de connaître le rayon moyen r [relation (20)] en ces points, c'est-à-dire à différents instants t après la pulvérisation, puisque la vitesse de l'air qui entraîne les gouttes est connue en chaque point.

Entre deux points quelconques X_1 et X_2 de l'axe, on peut appliquer la rela-

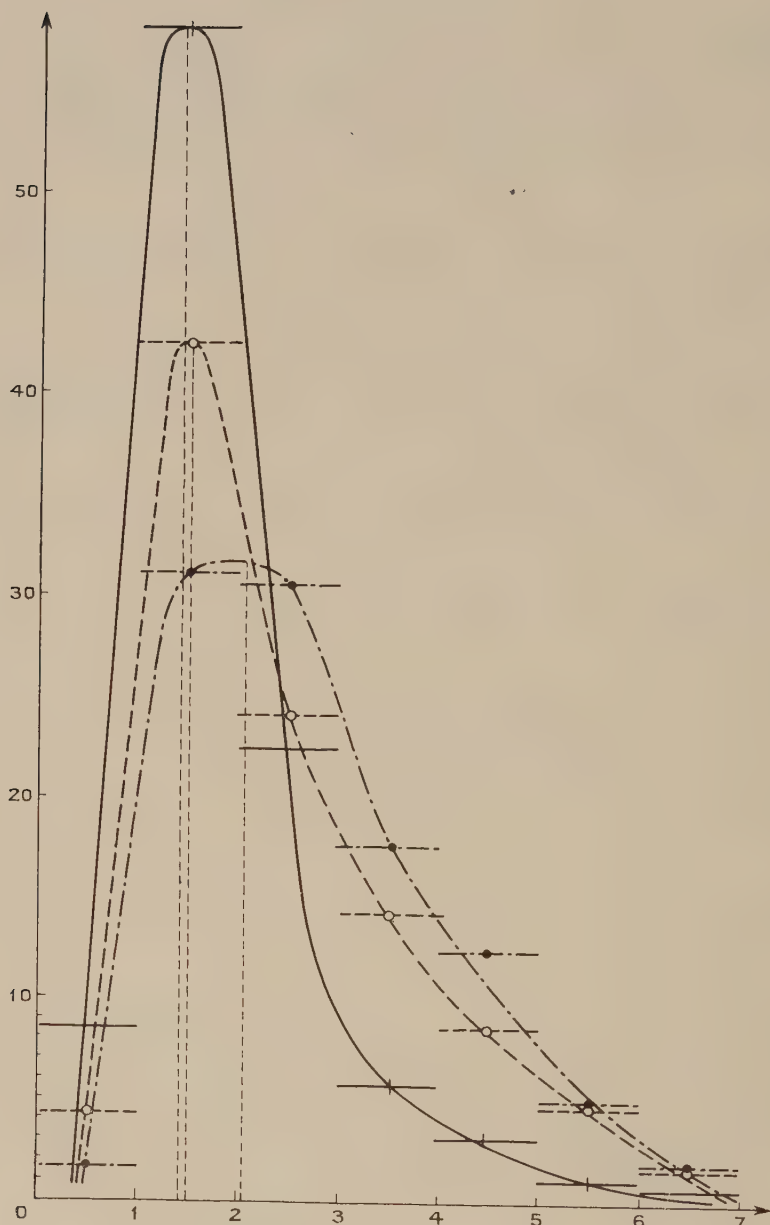


Fig. 16. — En abscisse, diamètre des gouttes en microns ; en ordonnée, fréquence des gouttes en pour cent : — alcool, --- eau, - . - . - teepol.

tion (27), dans laquelle $t_2 - t_1$, r_2 , r_1 et $\bar{T}$ sont connus. La valeur de $p - p_0$ ainsi obtenue est portée dans l'expression (22) ; la température Θ du jet étant connue, on en déduit la température Θ_0 des gouttes et, par suite, la pression de vapeur saturante p_0 à cette température Θ_0 , à l'aide des tables de pression de

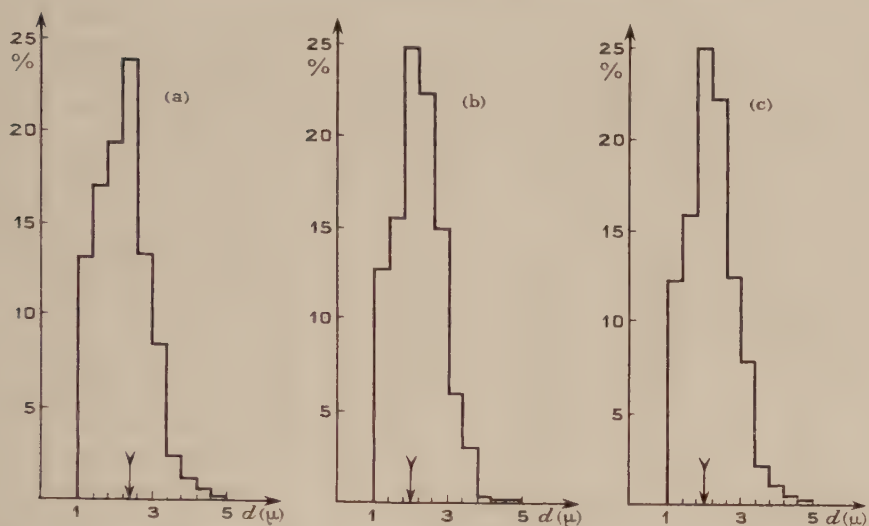


FIG. 17. — a) Eau (mesures) ; b) suspension à 5 ‰ (mesures) ; c) suspension à 5 ‰ (granulométrie calculée).

vapeur de l'eau. Finalement on obtient la pression de vapeur p dans le jet. D'autre part, la pression de vapeur saturante F à la température Θ du jet étant également donnée par les tables, l'humidité relative dans le jet, $e = p/F$, est déterminée.

On trouve ainsi que lorsque X passe de 5 à 25 cm, l'humidité relative dans le jet décroît de 80 à 77 %, la température des gouttes étant comprise entre 15,2 et 15,3° C.

On constate que la température des gouttes calculée est voisine de la température humide mesurée dans le jet (15,4° C) et le calcul montre que l'humidité relative dans le jet est supérieure à celle que nous avons trouvée en l'absence d'évaporation, du fait de l'humidification que provoque l'évaporation des gouttes.

3. Etude d'aérosols d'indices différents de celui de l'eau. — 1. Application à l'étude de l'influence de la tension superficielle du liquide sur la granulométrie. — La figure 16 montre des granulométries de brouillards d'eau, d'alcool et de teepol, la vaporisation étant faite dans les mêmes conditions (même aéroliseur, même température, même pression, même vitesse de passage des gouttes). On voit que le rayon moyen augmente avec la tension superficielle ; ainsi, lorsqu'on passe de l'alcool à l'eau puis au teepol, c'est-à-dire lorsque la tension superficielle croît, le diamètre d_m correspondant à la plus grande fréquence des gouttes passe de 1,4 μ à 1,5 μ puis à 2 μ , l'alcool donnant une plus grande proportion de petites gouttes que l'eau et surtout que le teepol.

2. Particules de polystyrène monodispersées en suspension dans l'eau. — A) GRANULOMÉTRIES. — Nous nous proposons d'étudier la granulométrie donnée par pulvérisation d'une suspension de particules de latex calibrées non volatiles (sphères de polystyrène de diamètre 1,171 μ , de densité 1,06 et d'indice de réfraction 1,6) dans un milieu volatil (eau par exemple). Si l'on veut

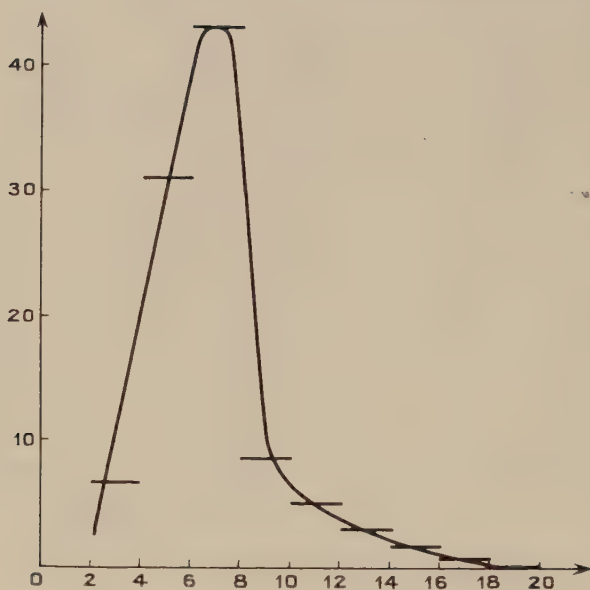


FIG. 18. — 2 décembre 1961, 11 h, $\Theta = 2,5^\circ \text{C}$, $p = 638,8$ mm, vent W-SW de 21 m/s, strato-cumulus. En abscisse, diamètre des gouttes en microns ; en ordonnée, fréquence des gouttes en pour cent.

que la probabilité de trouver deux sphères de polystyrène au sein d'une même goutte d'eau n'excède pas de 10 % celle d'en trouver une seule [36]. La figure 17b montre la granulométrie en valeur relative obtenue avec une suspension à 5 ‰. On remarque, en comparant à la figure 17a, que la présence des sphères de latex relève le maximum de la courbe et le déplace vers les faibles diamètres. Ce maximum correspond à des diamètres compris entre 1,8 et 2,2 μ , c'est-à-dire, d'après la courbe d'étalonnage, à un signal d'environ 7,8 V. Mais nous avons affaire à des particules dont l'indice est différent de celui de l'eau ; le diamètre précédent n'est donc pas celui des sphères de polystyrène, mais celui de gouttes d'eau qui diffuseraient la même quantité de lumière. D'après les résultats obtenus au paragraphe I.2.5, on peut admettre, en première approximation, que l'intensité lumineuse diffusée par une particule de dimension voisine du micron, est 2,2 fois plus faible s'il s'agit d'eau que s'il s'agit de polystyrène. Par conséquent, le maximum de la granulométrie (fig. 17b) correspond en réalité à un signal de 3,8 V, donc à un diamètre de l'ordre de 1 μ , d'après la courbe d'étalonnage. Ce résultat est en accord satisfaisant avec les dimensions indiquées par le fabricant de particules de polystyrène (1,171 μ).

B) DISCUSSION. — L'air du jet n'étant pas saturé, le liquide dans lequel les sphères de latex sont en suspension va s'évaporer en partie, ce qui a pour conséquence de changer la dilution de la suspension le long de l'axe du jet.

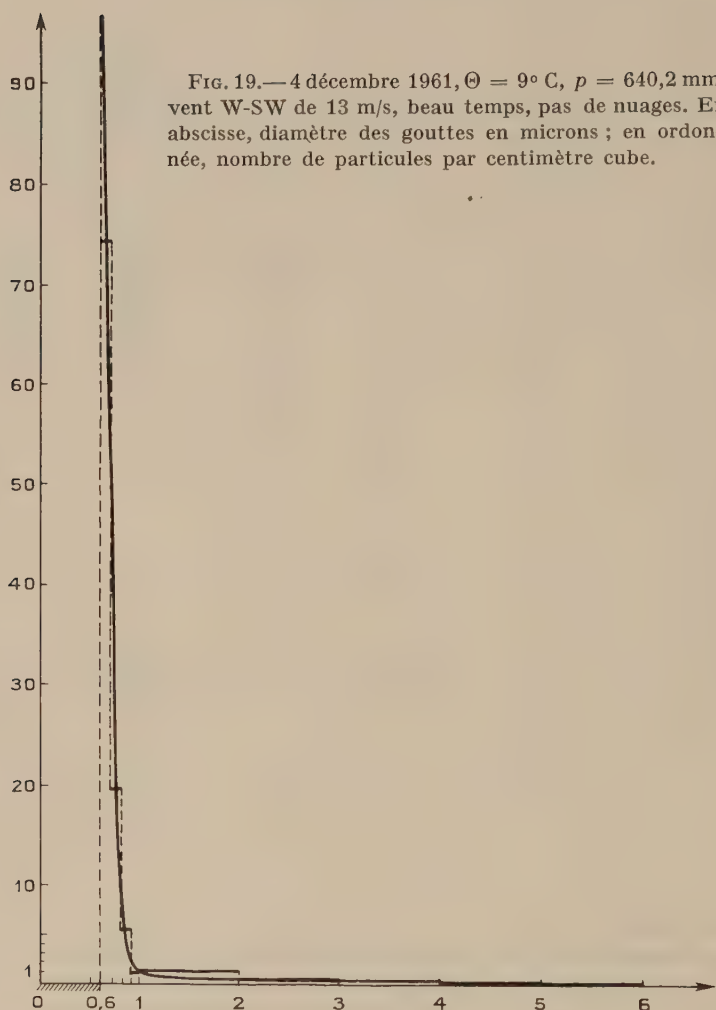
Connaissant le débit du pulvérisateur et le poids de liquide vaporisé par unité

obtenir un aérosol mono-dispersé par pulvérisation de cette suspension, il faut que chaque goutte d'eau, qui quitte le vaporisateur, contienne au maximum une sphère de latex et que toutes les gouttes soient identiques. La dilution de la suspension à adopter dépend de la taille des particules non volatiles et du spectre de dimensions émis par le pulvérisateur pour le milieu de suspension. Le pulvérisateur employé présente pour l'eau un maximum de fréquence vers 2,5 μ , c'est-à-dire voisin du diamètre des sphères étudiées (fig. 17a). Dans ces conditions, il faut délayer la suspension primitive (10 ‰) entre 0,1 et 0,01 % pour

TABLEAU IV

Dates	30 nov. 1961 18 h 40 m	2 déc. 1961 10 h 30 m	2 déc. 1961 11 h 30 m	4 déc. 1961 13 h 30 m 16 h 30 m	7 déc. 1961 9 h 30 m
d (μ)	N (cm^{-3})				
0,6- 0,7	—	1 445	1 551	74,3	—
0,7- 0,8	113	726	759,2	19,1	—
0,8- 0,9	90	404,7	4,2	5,94	80
0,9- 1	0,1	341,3	153,2	1,16	49,5
1 - 2	49,7	428,7	378,8	1,3	104,7
2 - 3	40,4	142,6	242	0,13	8,2
3 - 4	3,6	131,8	106,7	0,26	9
4 - 5	12,9	103,8	130,5	0,13	5,4
5 - 6	0,5	108	153,3	0	3,4
6 - 7	0	24	44,4		1,2
7 - 8		70,8	50,7		4
8 - 9		54,7	9,8		0,71
9 - 10		7,4	6,9		0,01
10 - 11		8,5	20,6		0,84
11 - 12		1,1	12,7		0,32
12 - 13		0,8	2,1		0,13
13 - 14		1,1	5,3		0
14 - 15		0,8	2,6		0,13
15 - 16		0	8		0
16 - 17			0		
> 17					
Température (°C)	— 1	+ 2,2	+ 2,7	+ 9	— 6,5
Pression (mm)	640	638,8		640,2	638
Vent (m/s)	N-NW 20-25	W-SW 20 à 22		W-SW 13	NW-NNW 10
Nuages	cumulus	strato-cumulus		néant beau temps	cumulus + cumulo-nimbus (neige sur le sol)

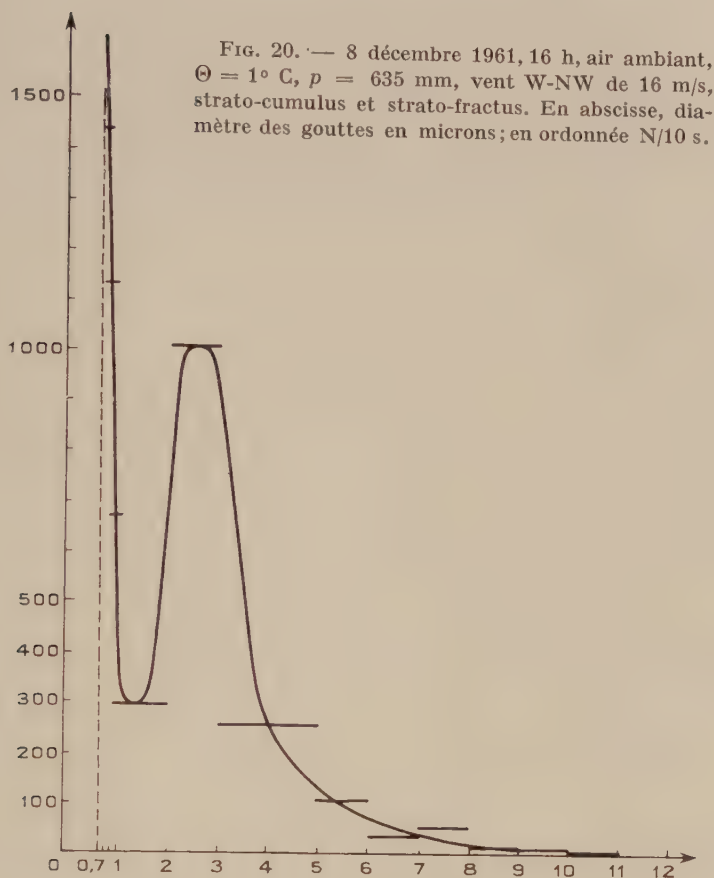
de temps, on obtient la teneur en eau à la sortie du jet. D'autre part, à partir de la granulométrie obtenue au point considéré, il est possible par un raisonnement analogue à celui que l'on a fait au paragraphe II.2.2, de calculer le poids d'eau présent en ce point. Dans les conditions de l'expérience, à une distance de la sortie du jet égale à 15 cm, il reste 59 % de l'eau présente à la sortie du jet. Les dimensions des sphères de latex étant connues, il est facile de calculer le nombre de ces sphères présentes dans un poids donné de liquide détecté. On trouve ainsi que 7,03 % des particules détectées sont des sphères de latex, le reste étant constitué par des gouttelettes d'eau dont la répartition peut être déduite de la granulométrie obtenue avec de l'eau seule. La figure 17c représente la granulométrie de la suspension à 5 ‰ calculée d'après les indications précédentes. En comparant à la granulométrie donnée par les mesures directes (fig. 17b), on remarque que cette dernière présente un maximum légèrement plus faible et un nombre de particules de dimensions supérieures à celles des sphères de latex un peu plus grand, que la granulométrie calculée. Ceci provient de ce qu'il y a, à côté des particules de latex sèches, une petite proportion de ces sphères qui restent enrobées d'eau et donnent naissance à des particules plus grosses.



4. Milieux naturels. — 1. *Granulométries des nuages au sommet du Puy-de-Dôme.* — Cette partie du travail a été effectuée au sommet du Puy-de-Dôme, situé à 1 465 m d'altitude (niveau des nuages bas).

En général, les gouttes sont entraînées par un vent très fort dont la vitesse est supérieure à plusieurs mètres par seconde, aussi avons-nous jugé préférable, l'appareil étant placé dehors, de protéger le champ par une chambre intermédiaire (§ I.1.2D) à travers laquelle les gouttes sont aspirées.

Le tableau IV et les figures 18 à 22 montrent les résultats obtenus. L'allure de la courbe 20 qui présente un maximum très net, un minimum et une remontée importante vers les faibles diamètres, est générale. Elle donne, sur un exemple, le nombre de particules qui traversaient le champ du granulonébulo-mètre pendant une durée d'observation de 10 s, en fonction de leur diamètre. On a constaté qu'en



aspirant l'air ambiant à travers un tube chauffé, le maximum présenté par la courbe au voisinage de 3μ disparaissait (fig. 21) ainsi que les grosses particules ; c'est donc qu'il y a eu évaporation et qu'il s'agissait bien de gouttes d'eau. Par contre, il ne nous est pas possible d'affirmer que les particules détectées entre $0,7$ et 1μ sont uniquement des gouttelettes. On peut seulement affirmer qu'il s'agit bien de particules existant réellement dans l'atmosphère et non de gouttelettes dues à une condensation provoquée par l'appareil (§ I.4.2D).

Ainsi, on remarque, en accord avec les résultats mentionnés par Johnson & al. [37] et les prévisions d'Arnulf & al. [1], la présence de gouttelettes notablement plus fines [38] que celles qui ont été trouvées par les méthodes de captation mécanique.

Les granulométries en valeurs relatives (fig. 18) sont tracées en ne tenant compte que des gouttes situées à droite du minimum.

2. Calcul de la transparence du brouillard à partir des granulométries. — Rappel [1]. — Connaissant le facteur de transmission T_x , on en déduit la densité optique d_x d'une épaisseur x donnée d'un milieu diffusant. On a

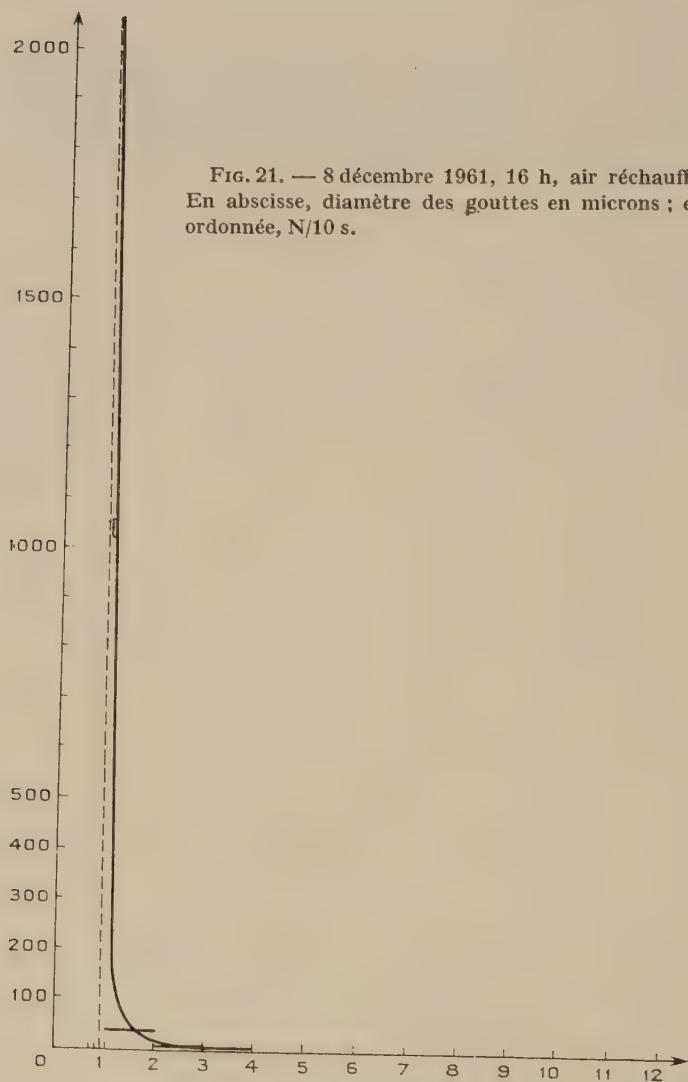


FIG. 21. — 8 décembre 1961, 16 h, air réchauffé.
En abscisse, diamètre des gouttes en microns ; en
ordonnée, $N/10$ s.

$$T_x = e^{-kx} = 10^{-d_x},$$

où k représente le coefficient d'absorption de la couche diffusante. D'où

$$d_x = kx \log e.$$

La densité optique par unité d'épaisseur traversée est

$$(28) \quad D_0 = \frac{d_x}{x} = k \log e.$$

Or dans un milieu diffusant (brume ou brouillard) hétérogène, caractérisé par une certaine granulométrie et comportant dans chaque intervalle i de la statistique, ΔN_i particules de rayons a_i par unité de volume, le coefficient k peut s'écrire

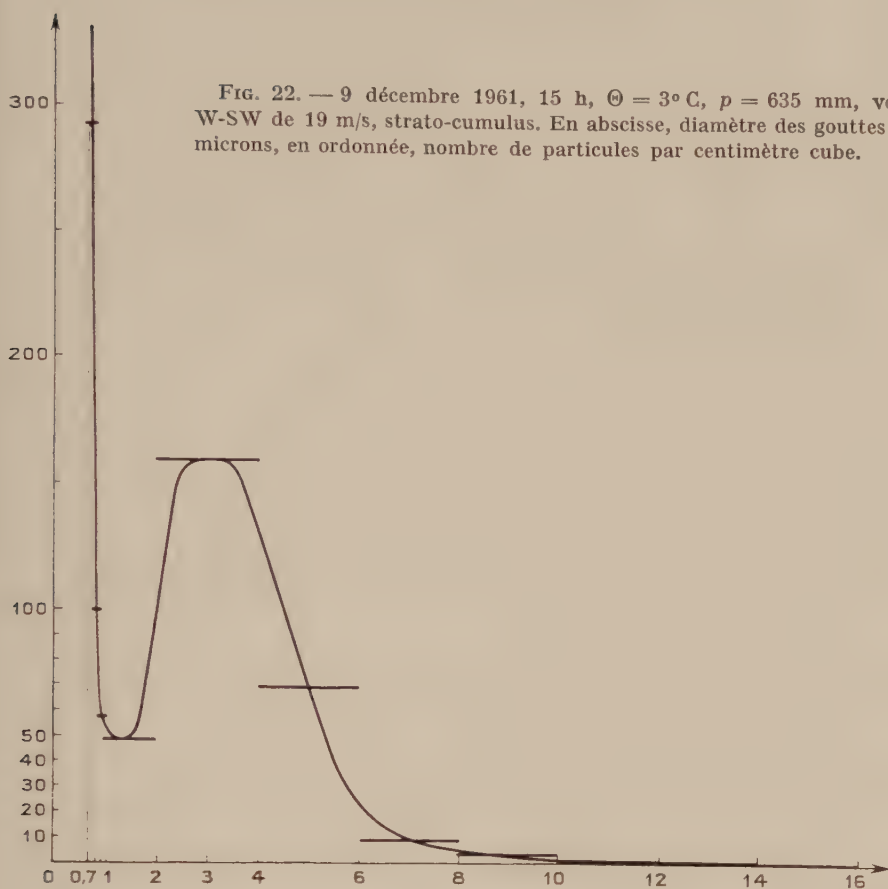


FIG. 22. — 9 décembre 1961, 15 h, $\Theta = 3^{\circ}\text{C}$, $p = 635\text{ mm}$, vent W-SW de 19 m/s, strato-cumulus. En abscisse, diamètre des gouttes en microns, en ordonnée, nombre de particules par centimètre cube.

$$(29) \quad k = \sum \Delta N_i A_i,$$

où l'énergie lumineuse A_i empruntée par la goutte de rayon a_i au faisceau parallèle donnant l'éclairement unité sur la section de cette goutte, est de la forme, d'après les calculs développés par Mie [14] à partir de la théorie électromagnétique de la lumière,

$$(30) \quad A = \pi a^2 K_d.$$

Gaertner a donné une représentation de la section efficace A de la goutte en fonction de son rayon a . K_d , rapport de la section efficace à la section géométrique de la goutte, est donné par les calculs de Stratton & Houghton et de Houghton & Chalker [1].

Ce qui précède est relatif à des gouttes parfaitement transparentes, ce qui n'est plus vrai dans le spectre infrarouge. A , qui est alors de la forme $A = \pi a^2 \sigma_T$, a été calculé pour des longueurs d'onde et des indices différents par Johnson & al. [37], en fonction du rayon.

On dispose ainsi de tous les éléments nécessaires pour calculer la densité D_{km} par kilomètre :

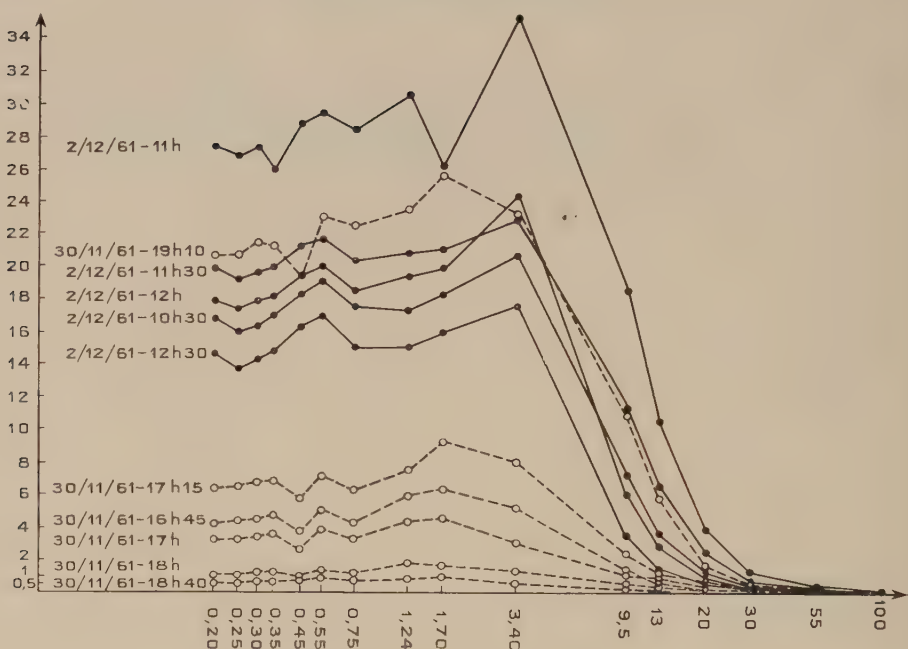


FIG. 23. — En abscisse, longueur d'onde en microns ; en ordonnée, densité optique par kilomètre.

$$(31) \quad D_{\text{km}} = \log e \sum \Delta N_i A_i 10^{-3},$$

où ΔN_i est le nombre de particules par centimètre cube et où A_i (en μ^2) est égal à $\pi a^2 K_d$ ou $\pi a^2 \sigma_T$ suivant les cas.

On peut en déduire la portée visuelle v , ce qui permet une comparaison à une évaluation approximative à l'œil :

$$(32) \quad v = \frac{1}{k} \frac{\log(1/\epsilon)}{\log e} = \frac{1}{\sum \Delta N_i A_i} \frac{\log(1/0,02)}{\log e};$$

ϵ désigne le seuil de contraste perceptible par l'œil.

Les figures 23 et 24 représentent les variations de la densité optique en fonction de la longueur d'onde, relatives aux granulométries effectuées au sommet du Puy-de-Dôme et obtenues en appliquant le calcul. La figure 24 a été tracée sans tenir compte des petites gouttes, puis en en tenant compte, de manière à montrer leur influence, qui relève les courbes vers l'ultraviolet et les rapproche de celles obtenues par Arnulf & *al.* [1] lors de leurs mesures spectrométriques effectuées à Saint-Inglevert et à Villacoublay. On a également représenté sur cette figure la courbe obtenue en tenant compte de l'absorption dans l'infrarouge, ce qui n'apporte pas un grand changement.

3. *Etude des brumes et brouillards de la région parisienne.* — Le tableau V donne les résultats de granulométries effectuées sur la terrasse de l'Institut d'Optique à Paris, par temps clair, brumes légères, temps couvert avec brumes denses et par brouillard. Les courbes donnant la variation de la densité optique

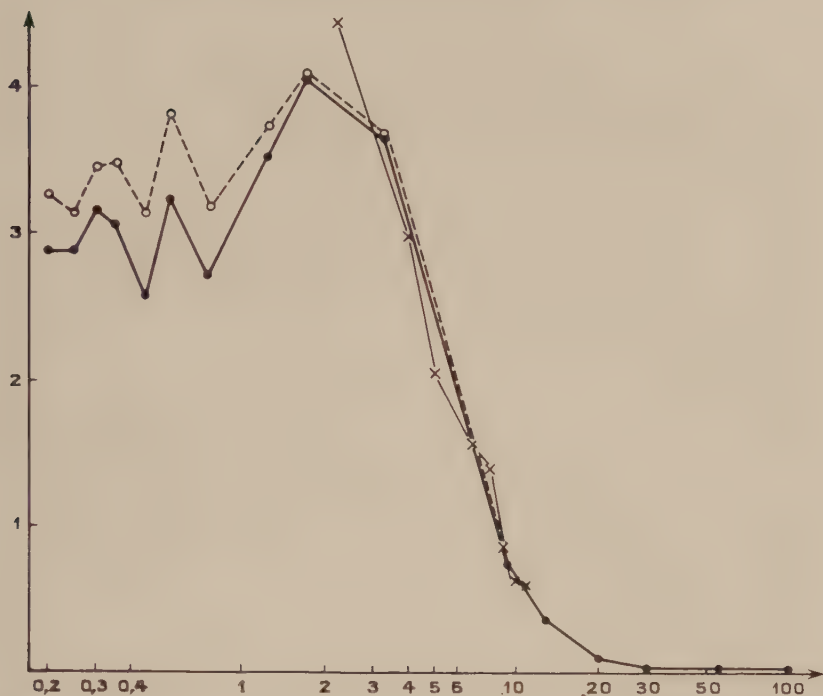


FIG. 24. — 9 décembre 1961, 15 h. En abscisse, longueur d'onde en microns ; en ordonnée, densité optique par kilomètre : sans tenir compte des petites gouttes (—●—), en tenant compte des petites gouttes (—○—), en tenant compte de l'absorption dans l'infrarouge (—×—).

calculée à partir des granulométries en fonction de la longueur d'onde sont représentées par la figure 25. La portée visuelle que l'on en déduit est en accord avec les observations directes. L'allure de ces courbes est très proche de celles enregistrées par Arnulf & *al.* [1] également dans la région parisienne.

Des mesures simultanées d'humidité relative ont montré que la saturation était loin d'être atteinte ($H = 45\%$ dans certains cas). Pour interpréter les résultats, on admet que les gouttelettes atmosphériques détectées se sont développées sur des noyaux hygroscopiques [35, 39] qui peuvent être du sel marin, mais surtout des particules provenant de produits de combustion en suspension dans l'air, contenant SO_3 , SO_2 , NO_3 , NH_3 , etc. Connaissant l'humidité relative H au moment de l'expérience, il est possible, d'après Wright [39], de calculer la masse m de sel dissous dans une gouttelette en équilibre dans l'atmosphère. En effet, le rayon du noyau, sur lequel se développe la goutte de rayon r , étant supérieur à 10^{-7} cm, on peut négliger l'absorption et la présence de charges électriques ; l'action de la tension superficielle σ se traduit par un excès de pression sur la pression p de saturation, et la pression de vapeur p_1 à l'équilibre est de la forme $p_1 = p \exp(P_1/r)$, où $P_1 = 2\sigma M/\rho R T r$, ρ et M étant la densité et la masse moléculaire de l'eau liquide. La présence du sel dissous de masse moléculaire M entraîne une diminution de la pression de vapeur $p c K$, où c est une constante

TABLEAU V

Dates	30 nov. 1962 15 h	30 nov. 1962 16 h 30 m	30 nov. 1962 17 h	30 nov. 1962 17 h 20 m	30 nov. 1962 17 h 55 m	4 nov. 1962 10 h	4 nov. 1962 11 h	7 nov. 1962 9 h
$d (\mu)$	N (cm ⁻³)							
0,8- 2	32,437	31,000	24,520	39,736	53,061	71,031	21,453	1 067
2 - 4	1,250	1,375	10,201	5,633	1,562	9,232	1,846	16,063
4 - 6	0,008	0,250	0,832	0,212	0,375	0,401	0,054	0,746
6 - 8	0	0,064	0,071	0,020	0,187	0	0	0,021
8 -10		0,032	0	0	0,062			0,059
10 -12		0			0			0,076
12 -14								0,058
14 -16								0,014
16 -18								0,006
18 -20								0,004
> 20								0,002 5
	temps couvert, brumeux					ciel clair, brume		brouillard
Humidité relative (%)	61-79					50-45		90
Température (°C)	+ 1					+ 3		— 5
m calculé (μg/m ³)	113					328		506
m mesuré (μg/m ³)	197					407		584

caractéristique du sel pour une concentration donnée (égale à $4 \cdot 10^{-2}$ dans le cas étudié) et K le nombre de molécules grammes dissoutes dans 1 000 g de solution de densité ρ_1 . Wright a montré que la goutte sera en équilibre si la pression de vapeur p' environnant la goutte est telle que [35]

$$(33) \quad \frac{H}{100} = \frac{p'}{p} = \exp\left(\frac{P_1}{r}\right) - \frac{1\,000\,m\,c}{\mathcal{M}_1(4/3)\pi r^3 \rho_1}.$$

Pour simplifier le calcul, le rayon r considéré ici sera le rayon moyen correspondant [relation (20)] de la granulométrie, tel qu'il a été défini au paragraphe II.2.2, ce qui ne modifie pas le résultat que l'on obtiendrait en considérant successivement tous les intervalles de la statistique. Le nombre de gouttes par unité de volume d'air étant connu, il est facile de déterminer la teneur de l'air ambiant en produits de pollution ($\text{SO}_3 + \text{SO}_2$ par exemple, tableau V).

On a comparé les valeurs calculées, d'après les granulométries ci-dessus, aux teneurs mesurées au Laboratoire d'Hygiène de la Ville de Paris par dosage du mélange $\text{SO}_3 + \text{SO}_2$ dans l'air. On constate que le poids de produits calculé à partir des granulométries est inférieur au poids mesuré par dosage direct (tableau V). Ceci est normal et provient de ce que nous ne détectons pas les particules de diamètre inférieur à $0,8 \mu$. Nous pouvons ainsi, par différence, connaître la masse de produit correspondant à ces particules ; on voit, sur le tableau V, qu'elle représente environ 15 % de la masse totale.

Si nous supposons que ces très fines particules ont un rayon moyen volumique

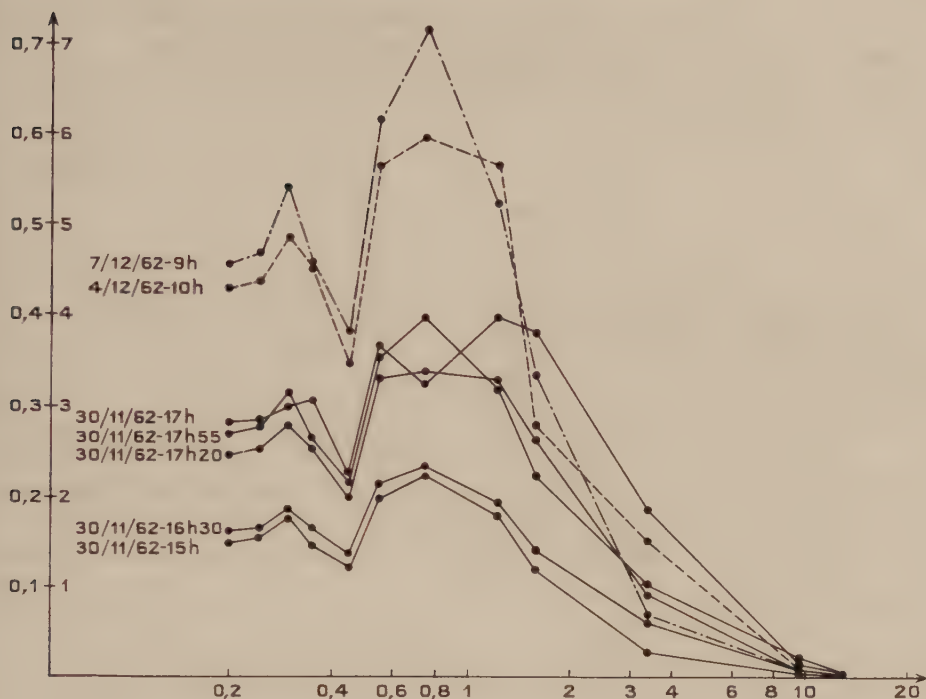


FIG. 25. — En abscisse, longueur d'onde en microns ; en ordonnée, densité optique par kilomètre.

de $0,2 \mu$, ce qui ne correspond probablement pas à la réalité, mais permet de se faire une idée, on trouve environ 2 500 de ces particules par centimètre cube d'air ; elles seraient donc beaucoup plus nombreuses que les grosses et leur masse semble moins fluctuante, d'un jour à l'autre, que celle des grosses particules.

CONCLUSION

Ce travail nous a permis d'examiner un certain nombre de questions optiques, électroniques, hydrodynamiques intéressantes tant sur le plan expérimental que sur le plan théorique. Il nous a conduit à construire un granulonébulomètre photoélectrique permettant la caractérisation très rapide d'un brouillard naturel ou artificiel, ou d'un aérosol, d'indice compris entre 1,2 et 2 et de dimensions supérieures à $0,3 \mu$.

Pour abaisser encore le seuil de détection en nous affranchissant du bruit de fond, nous nous proposons d'étudier, par la suite, un montage à coïncidences dont la mise au point est actuellement en cours. Dans ce système, le flux diffusé par chaque particule (noyau de condensation par exemple) est envoyé simultanément dans deux microscopes munis de photomultiplicateurs et placés symétriquement à 90° du faisceau incident. Les impulsions obtenues à la sortie des photo-

multiplicateurs traversent un circuit à coïncidences et sont enregistrées par un ensemble de comptage, dont le sélecteur comporte plusieurs canaux.

Les particules décelables par cette méthode auraient des diamètres minima pouvant atteindre $0,05 \mu$.

RÉFÉRENCES

- [1] A. ARNULF, J. BRICARD, E. CURÉ & C. VÉRET, *Rev. Opt.*, t. **38**, 1959, p. 105.
- [2] J. BRICARD, M^{lle} M. DELONCLE & G. ISRAEL, *Ann. Géophys.*, t. **15**, 1959, p. 415.
- [3] N. V. KRASNOGORSKAIA, *Izv. Akad. Nauk SSSR, série Géophys.*, 1952, n° 5, p. 86.
- [4] R. G. ELDRIDGE, *Jl Meteorology*, t. **18**, 1961, p. 671.
- [5] M^{lle} M. DELONCLE, *Ann. occupational Hygiene*, t. **3**, 1961, p. 154.
- [6] M^{lle} M. DELONCLE, Thèse 3^e cycle, Paris, 1960.
- [7] M^{lle} M. DELONCLE, *C. r. Ac. Sc.*, t. **250**, 1960, p. 2409.
- [8] M^{lle} M. DELONCLE, *Geofis. pura e applic.*, t. **50**, 1961, p. 169.
- [9] H. WERLÉ, Aperçu sur les possibilités expérimentales du tunnel hydrodynamique de l'O. N. E. R. A., Note techn. n° 48, éd. Service Docum. Aéron., Paris, 1958.
- [10] W. DIAMANT, Thèse, Paris, 1960.
- [11] Amer. Soc. Heating and Air-conditioning Engrns, Heating ventilating and air conditioning, 37^e éd., guide 1959, p. 267-282.
- [12] H. DESSES, *Ann. Géophys.*, t. **2**, 1946, p. 276.
- [13] R. COCHINAL, Etude de différents filtres, Note Commissariat Energie Atom., Paris, n° 177, 1956.
- [14] G. MIE, *Ann. Physik*, t. **25**, 1908, p. 377.
- [15] R. PENNDORF, Research on aerosol scattering in the infrared, Sci. Rep. n° 5 Techn. Rep. RAD-TR-61-32, 1961.
- [16] R. O. GUMPRECHT, *Jl opt. Soc. Amer.*, t. **42**, 1952, p. 226.
- [17] A. N. LOWAN, *Applied Math.* [4], Washington, 1948.
- [18] W. J. PANGONIS, W. HELLER & A. JACOBSON, Tables of light scattering functions for spherical particles, 1957.
- [19] R. PENNDORF & B. GOLBERG, New tables of Mie scattering functions for spherical particles, *Geophys. Res. Paper* n° 45, mars 1956.
- [20] C. WIENER, Die Helligkeit des klaren Himmels, *Abhandl. Kaiserl. Leopold. Karol. Deutsch. Akad. Naturf.*, t. **73**, 1907, p. 1.
- [21] J. BRICARD, *Handbuch der Physik*, éd. Springer, Berlin, t. **48**, 1957, p. 329.
- [22] H. BUCERIUS, *Optik*, t. **1**, 1946, p. 188.
- [23] J. BRICARD & M^{lle} M. DELONCLE, *Ann. Géophys.*, t. **15**, 1959, p. 272.
- [24] J. BRICARD, *Jl Phys.* [8], t. **4**, 1943, p. 57.
- [25] J. R. HODKINSON, Airborne dust measurement by light scattering and absorption, Ph. D. Thesis, London, 1962.
- [26] R. PENNDORF, Sci. Rep. n° 2, Techn. Rep. RAD-TR-60-10, 1960.
- [27] K. R. MAY, *Jl sci. Instrum.*, t. **27**, 1950, p. 128.
- [28] L. GODARD, *Bull. Puy-de-Dôme*, t. **1**, 1959, p. 11.
- [29] G. L. TUVE, Res. Rep. n° 1476, *Amer. Soc. Heating Ventilating Engrns Trans.*, t. **59**, 1953, p. 261.
- [30] A. KOESTEL, P. HERMANN & G. L. TUVE, Res. Rep. n° 1404, *Amer. Soc. Heating Ventilating Engrns Trans.*, t. **58**, 1950, p. 459.
- [31] CADIERGUES & DOUCHEZ, *Industries thermiques*, janvier 1960.
- [32] N. A. FUCHS, Evaporation and droplet growth in gaseous media, éd. Pergamon Press, Oxford, 1959.
- [33] H. L. GREEN & W. R. LANE, Particulate clouds, dusts, smokes and mists, éd. Spon L^{td}, London, 1957, p. 89.
- [34] J. C. JOHNSON, *Jl appl. Physics*, t. **21**, 1950, p. 22.
- [35] J. BRICARD, Physique des nuages, éd. Presses Univ., Paris, 1953.
- [36] L. LASSEN & G. RAU, *Zeits. Physik*, t. **160**, 1960, p. 504.
- [37] J. C. JOHNSON, R. G. ELDRIDGE & J. R. TERREL, Mass. Inst. Technol. Sci. Rep. n° 4, Cambridge, 1954.
- [38] M^{lle} M. DELONCLE, *Jl Phys.* [8], t. **23**, 1962, p. 269.
- [39] B. M. WRIGHT, *Proc. phys. Soc.*, t. **48**, 1936, p. 675.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
SOMMAIRE	1
INTRODUCTION	1
I. Méthode et appareillage	
1 APPAREILLAGE	2
1. Principe général de l'appareil	2
2. Réalisation	2
A) Système d'éclairage	2
B) Détection	3
C) Réglages	4
D) Dispositif d'aspiration du courant d'air	4
E) Etude du champ aérodynamique	5
F) Mesure de la vitesse des particules	6
3. Etude de l'homogénéité lumineuse du champ	8
4. Influence du bruit de fond sur les mesures	9
5. Influence de la vitesse des particules sur l'amplitude des impulsions détectées	11
6. Probabilité de passage des gouttes dans le champ de l'appareil	12
7. Coefficient de captation de l'appareil	13
2. CALCUL DU FLUX DIFFUSÉ PAR UNE GOUTTE	13
1. Bases théoriques	13
A) Rappel de la théorie de Mie	13
B) Théorie de Wiener	14
C) Approximation de Bucerius	15
2. Observation directe d'une goutte d'eau éclairée latéralement	16
3. Calcul du flux reçu par la photocathode du photomultiplicateur lorsqu'une goutte traverse le champ de l'appareil	18
4. Variation de l'intensité lumineuse diffusée par une goutte en fonction de l'angle de diffusion	19
5. Influence de l'indice de réfraction sur l'intensité lumineuse diffusée par une goutte	19
6. Variation de l'intensité lumineuse diffusée par une goutte en fonction de ses dimensions (courbe d'étalonnage)	21
II. Etude des aérosols artificiels et naturels	
1. GRANULOMÉTRIES COMPARÉES A CELLES DU « CASCADE IMPACTOR »	23
2. ETUDE DES BROUILLARDS VOLATILS	24
1. Caractéristiques générales d'un jet	24
2. Etude expérimentale de l'évaporation d'un jet de gouttelettes d'eau pulvérisée dans l'air ambiant	25
3. Interprétation	26
A) Etude de l'évaporation de gouttes d'eau immobiles dans l'air non saturé d'humidité	26
B) Discussion des résultats	27
3. ETUDE D'AÉROSOLS D'INDICES DIFFÉRENTS DE CELUI DE L'EAU	29
1. Application à l'étude de l'influence de la tension superficielle du liquide sur la granulométrie	29
2. Particules de polystyrène monodispersées en suspension dans l'eau	29
A) Granulométries	29
B) Discussion	30
4. MILIEUX NATURELS	32
1. Granulométries des nuages au sommet du Puy-de-Dôme	32
2. Calcul de la transparence du brouillard à partir des granulométries	33
3. Etude des brumes et brouillards de la région parisienne	36
CONCLUSION	39
RÉFÉRENCES	40

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

**« Absorption des radiations infrarouges
par les gaz atmosphériques ».**

Vu et approuvé :

Paris, le 10 avril 1963.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY.

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE.

